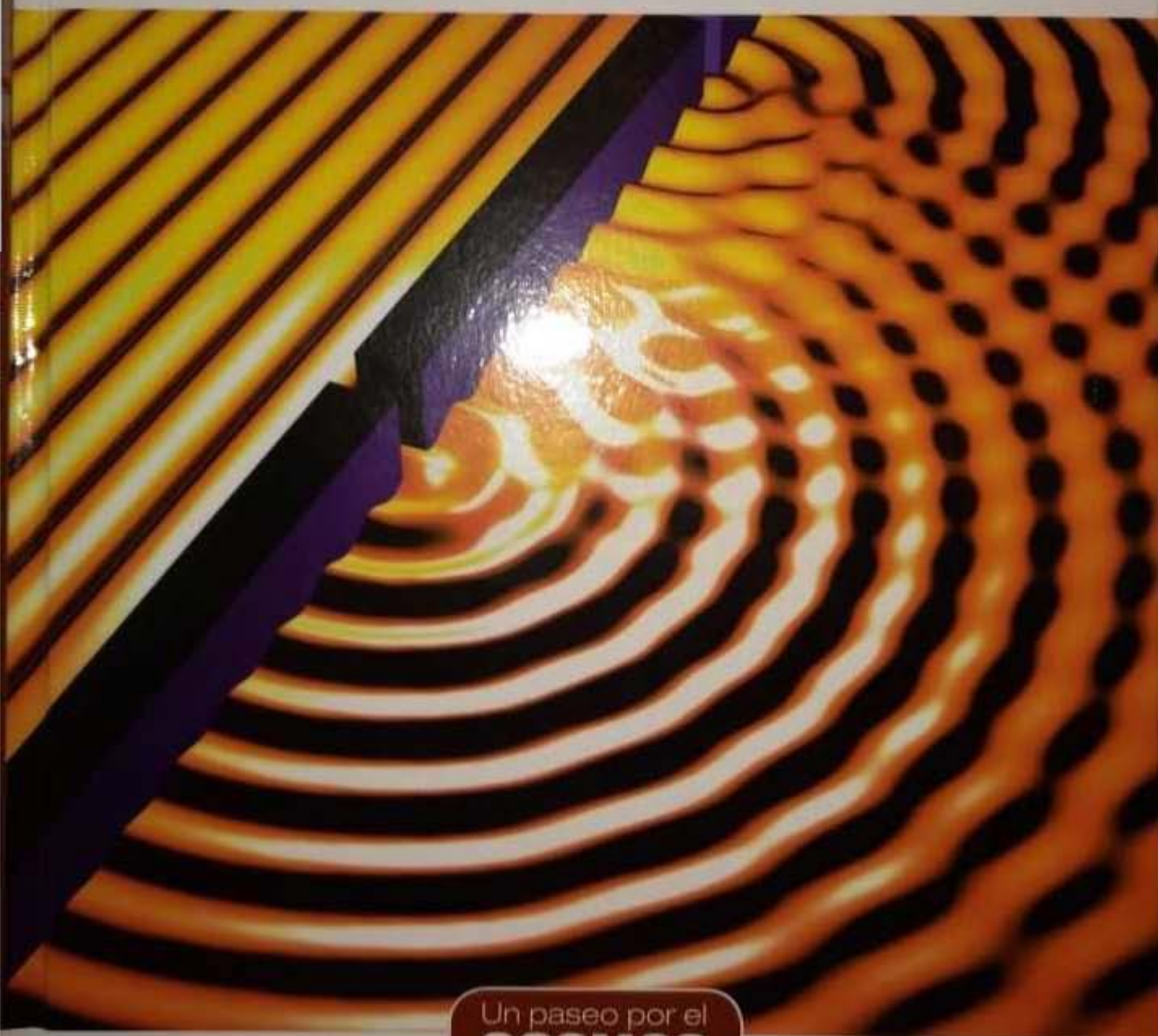


La realidad cuántica

Un mundo regido por el azar
y la superposición



Un paseo por el
COSMOS

EXLIBRIS Scan Digit



The Doctor y La Comunidad

Redigitalización: The Doctor

<http://thedoctorwho1967.blogspot.com.ar/>

<http://el1900.blogspot.com.ar/>

<http://librosrevistasinteresesanexo.blogspot.com.ar/>

<https://labibliotecadeldrmormoreau.blogspot.com/>

La realidad cuántica

Un mundo regido por el azar
y la superposición

RBA

Imagen de cubierta: Recreación artística del experimento de la doble rendija para partículas con el que se puso de manifiesto la dualidad onda-corpúsculo de estas, fenómeno en el que se sustenta la mecánica cuántica.

Dirección científica de la colección: Manuel Lozano Leyva

© María Cruz Boscá Díaz-Pintado por el texto
© RBA Contenidos Editoriales y Audiovisuales, S.A.U.
© 2016, RBA Coleccionables, S.A.

Realización: EDITEC

Diseño cubierta: Llorenç Martí

Diseño interior: tactilestudio

Infografías: Joan Pejoan

Fotografías: Archivo RBA: 55, 85a, 85b, 119b; Instituto de Física Experimental, Universidad de Innsbruck: 133a; Russell Kightley/ Science Photo Library/Age Fotostock: portada; Lienzocian/Wikimedia Commons: 93; Mkotl/Wikimedia Commons: 133b; Science Photo Library/Age Fotostock: 99; Dr. Tonomura/Belsazar: 119a.

Reservados todos los derechos. Ninguna parte de esta publicación puede ser reproducida, almacenada o transmitida por ningún medio sin permiso del editor.

ISBN: 978-84-473-8565-2

Depósito legal: B-20370-2016

Impreso y encuadernado en Rodesa, Villatuerta (Navarra)

Impreso en España - Printed in Spain

SUMARIO

INTRODUCCIÓN	7	
CAPÍTULO 1	La física clásica	13
CAPÍTULO 2	La nueva física: orígenes y desenlace	41
CAPÍTULO 3	Realidad probabilística: azar e indeterminismo	75
CAPÍTULO 4	Realidad indeterminada: no ser percibido es ser superpuesto	107
CAPÍTULO 5	Realidad entrelazada: correlaciones cuánticas frente al realismo local	137
LECTURAS RECOMENDADAS	171	
ÍNDICE	173	

INTRODUCCIÓN

////////////////////////////////////

Nuestra sociedad moderna ha sido reconfigurada por la tecnología, en un vertiginoso cambio basado en gran parte en la física cuántica. Calificada a menudo como la teoría científica de mayor éxito en la historia, sus consecuencias escapan al ámbito de los laboratorios y las universidades, de los científicos y los filósofos de la ciencia, para trascender hacia lo cotidiano en nuestras vidas.

El ordenador que uso para escribir este texto; la tableta electrónica en que podrá leerse algún día; los omnipresentes circuitos integrados (chips) que nos permiten reproducir música e imágenes; variadas pruebas médicas que nos salvan la vida; el control de muchos de los vehículos que nos transportan; las luces de neón y los leds que nos alumbran; los mecanismos de orientación de las aves... Todo ello funciona nutriéndose de una raíz cuántica. En otras palabras: una parte importante de lo que configura nuestro día a día en el mundo contemporáneo existe porque hemos sido capaces de comprender, en gran medida, las leyes que rigen los resultados de nuestras intervenciones sobre la realidad, cuando descendemos hacia sus dimensiones más pequeñas.

Sin embargo, no hay teoría popularmente más desconocida —y más incomprendida— que la ya casi centenaria física cuántica. Va a cumplirse un siglo desde que se publicara la primera formulación consistente de la teoría (1925) y, en una sociedad cada día más dependiente de la tecnología, todavía hoy la palabra *cuántica* parece generar cierta desconfianza. Popularmente, todo lo relacionado con el tema cuántico parece considerarse muchas veces como un arcano: no es difícil encontrar textos en los que se apela a él para justificar las más estrafalarias suposiciones y las más descabelladas místicas. Con frecuencia, la lucha contra toda esa clase de excesos se convierte en una ardua empresa racional que consigue tan solo su descalificación como cientificismo radical.

En un plano de seriedad intelectual, también se leen informaciones que plantean lo cuántico como una teoría fundamentalmente errada, establecida por Einstein como un completo sinsentido de validez precaria. Nada más alejado de lo cierto. La física cuántica es, en rigor, no solo la teoría científica más fructífera de la historia, sino también la más comprobada y resistente a cualquier intento de refutación (sin que ello la convierta ni en verdadera ni en definitiva). Lejos de estar concluida, y de constituir una teoría abstracta sin repercusiones prácticas, continúa siendo la base imprescindible sobre la que muchas investigaciones en curso tratan de comprender con creciente profundidad nuestro universo, por ejemplo, a través de su integración con la relatividad general y la comprensión conjunta de la gravedad.

No solo eso; se trata, además, de una teoría que no ha cesado nunca de propiciar aplicaciones tecnológicas revolucionarias, todas con una repercusión social como ninguna teoría antes había conseguido alcanzar. No está lejano el día en que, de su mano, daremos el salto hacia unos medios de computación incomparablemente superiores a los actuales; en que manejaremos por fin claves de encriptación rotundamente seguras; en que irradiaremos tumores sin destruir áreas sanas de los pacientes; en que comprenderemos mejor qué significa el concepto de información cuántica y cómo se relaciona con el de *realidad*. Un fascinante futuro abierto, tanto como lo es nuestro tecnológico

presente, y en gran medida gracias a esta nueva física que vino a constituir la siguiente etapa del conocimiento alcanzado sobre la naturaleza y sus leyes, tras y sobre el gran paso dado por la física clásica.

La teoría cuántica, incluso a un nivel introductorio y no relativista, supone un gran desafío intelectual. A diferencia de la relatividad (especial), «fácilmente» comprensible con las usuales herramientas matemático-intelectuales, adentrarse en las reglas cuánticas requiere abandonar los esquemas conceptuales intuitivos que rigen nuestro pensamiento, forjado en la interacción diaria con el mundo macroscópico, el de los objetos con los que compartimos orden de tamaño. Y eso añade una dificultad distintiva que ha provocado el desarrollo de toda una popular creencia en lo «absurdo» de la teoría, cierto es que fomentada a veces por algunos de los mejores especialistas, siendo ellos, sin embargo y sin duda, los que —paradojas del hablar— mejor la han entendido. En realidad, quizá lo que querían expresar es que la cuántica es clásicamente incomprensible, algo que es cierto: lo es.

No obstante, siendo optimistas, puede afirmarse que, incluso si los medios no son los idóneos —por ejemplo, porque se desconozca, como suele ser el caso, el pertinente lenguaje especializado—, entender unos rudimentos de física cuántica no tiene por qué ser imposible. Tan solo se requerirá un mayor esfuerzo y se alcanzará una menor profundidad: resultará un boceto menos detallado, pero no por ello en blanco. Este libro, que no ha sido fácil de escribir, sobre todo por tener que renunciar a muchas de las clarificadoras fórmulas a que tan acostumbrados estamos los especialistas, aspira a ser un relato coherente y comprensible, un boceto primario pero eficaz, que permita al lector adentrarse en la comprensión de esta fascinante y revolucionaria teoría.

El libro, por tanto, está concebido para trazar un primer esbozo de lo que constituye la concepción cuántica del mundo que nos rodea, para constituir una exposición básica sobre algunas de las características principales que definen conceptualmente un primer estudio cuántico de la naturaleza, a un nivel elemental (esencialmente, no relativista). Su decidido propósito es divulgar, con el menor número posible de fórmulas, qué es lo que

hace tan diferente nuestra actual representación científica del mundo, basada de forma ineludible en los axiomas cuánticos, frente a la descripción clásica.

Nuestro recorrido comienza con la tradicional exposición de los orígenes y fundamentos primeros de la teoría, sin olvidar la física clásica, porque no conviene ascender al piso superior sin pasar por los anteriores: este libro prefiere cocinar el guiso cuántico a partir de sus primeros ingredientes. Y ello porque su objetivo principal no es ilustrar sobre los últimos avances en el campo, sino intentar aclarar qué es lo que hace tan distinta esta ciencia como para que una expresión tan perpleja como «nadie entiende la física cuántica» se haya convertido en un popular aforismo.

No debe deducirse de lo anterior que en los primeros capítulos se vaya a desarrollar una historia de la física cuántica, más allá de un mínimo imprescindible. Con ese objetivo hay ya publicados magníficos libros, algunos de ellos recomendados en la correspondiente sección de este título. Lo que se pretende aquí es mostrar lo intrínsecamente nuevo que conlleva la representación cuántica del mundo, en comparación a la clásica. En los primeros capítulos se narra cómo fueron los hechos, y no las modas filosóficas, los que obligaron, incluso con desesperación, a ir abandonando de forma progresiva e irremediable los supuestos y normas clásicos. Frente al frecuente uso de calificativos como «misterioso», «paradójico», «enigmático», «ilusorio», «contraintuitivo», etc., que pueblan las divulgaciones sobre la materia, este libro repetirá e insistirá en el carácter «diferente» de la descripción cuántica. Y se es diferente solo respecto a algo, en este caso, respecto a la concepción clásica. Ese es, pues, el significado bien definido al que se va a apelar de forma constante: lo «peculiar cuántico» como «no clásico». Ni más... ni menos.

Una vez introducido el andamiaje teórico básico (contenido de los dos primeros capítulos), el resto del libro está dedicado a desgranar las principales características que acompañan la nueva descripción cuántica de la realidad. Siempre frente a la concepción clásica, nos adentraremos en un mundo de probabilidades, donde el azar y lo aleatorio se hacen presentes a partir de

cada interacción física; en un mundo donde muchas de las propiedades de los objetos no están determinadas, sino que emergen a partir de nuestras intervenciones sobre él; en un mundo, finalmente, cuya realidad no puede concebirse como «separable»: el fenómeno del *entrelazamiento cuántico* va a imponer que la información sobre un sistema compuesto pueda ser más amplia que la mera suma de las informaciones relativas a las partes que lo componen, incluso cuando esas partes hayan sido separadas en el espacio-tiempo y no puedan ya ejercer entre sí influencia causal alguna. En consecuencia, la realidad va a quedar caracterizada como probabilista, indeterminada e intrínsecamente no separable, en el sentido de que es imposible acceder a la información completa sobre ella mediante su división en partes y el estudio exhaustivo de estas.

La física, tanto su etapa clásica como su actual sucesora cuántica, concierne principalmente al ansia del pensamiento racional por explicar la *physis*, entendida esta como creemos que lo hacían los griegos clásicos en el origen de la filosofía: «toda la realidad». No obstante, las cuestiones filosóficas se dejarán en general al margen de la discusión; salvo en la coda final, donde dejaremos de exponer ciencia confirmada por la experiencia para adentrarnos, de forma muy somera, en algunas audaces propuestas teóricas.

Por último, es importante señalar que este texto se encuadra en la interpretación ortodoxa de la mecánica cuántica, también denominada interpretación de Copenhague, ya que algunos de los principales físicos que contribuyeron decisivamente a su desarrollo se organizaron en torno a esta ciudad; además, nos limitaremos por simplicidad al ámbito no relativista. Solo en contadas ocasiones se hará referencia a otras interpretaciones, un fascinante e inmenso territorio cuyos habitantes distan, por el momento, de poder plantar cara a la ortodoxia.

La física clásica

Satisfechas las urgencias del diario sobrevivir y en competencia con la fácil vía de las explicaciones míticas, nace el esfuerzo por comprender la naturaleza y sus fenómenos, bien por el vano intento de escapar de un destino fatal, bien por el mero goce que proporciona satisfacer la curiosidad. Las teorías se suceden, y ninguna resulta ni permanente ni definitiva.

La física clásica, esencialmente y para lo que aquí nos interesa, consta de dos partes, la mecánica de corpúsculos, cuyo paradigma es el sistema científico de Newton, y la mecánica de ondas, que comprende, tras la unificación que significó la teoría de Maxwell, los fenómenos ópticos y electromagnéticos.

La nueva física nace engarzada en la clásica, para recorrer un largo camino en que acabará rompiendo con ella de una forma radical, tanto como pocos pudieron imaginar. Por esta razón, un libro que pretende divulgar los fundamentos básicos de la mecánica cuántica tiene que empezar por sentar las bases principales de la física clásica y las herramientas conceptuales y matemáticas imprescindibles, comunes a toda la física. Eso es lo que vamos a hacer en este capítulo, en el que se intentará explicar hasta el concepto más rudimentario.

Galileo Galilei, en su obra *El ensayador*, publicada en 1623, había afirmado que las matemáticas eran indispensables para la explicación científica del mundo, y aunque ya antes autores como los pitagóricos, Platón, Arquímedes, los nominalistas medievales, entre otros, las habían aplicado en sus estudios, es a partir del siglo xvii cuando va a ser inconcebible otro modo de

hacer ciencia. Comenzaremos nuestro recorrido exponiendo las bases de la mecánica de Newton, un importante hito histórico para la comprensión científica de la realidad.

EL SISTEMA CIENTÍFICO DE NEWTON

En 1687 se publicaron los *Principia* («Principios matemáticos de la filosofía natural») de Isaac Newton, una magistral síntesis que recoge, corrige, perfecciona y extiende los progresos anteriores hacia la comprensión científica del cosmos, la *Physis* ordenada griega. Nacen la teoría de la gravitación universal y la mecánica de Newton, pilares todavía válidos en gran parte para la física clásica, hecha a la medida de un mundo cotidiano de dimensión y rapidez humanas. Los *Principia* de Newton comprenden las siguientes cuatro hipótesis fundamentales.

En primer lugar, un universo constituido de materia integrada por corpúsculos en un espacio vacío, concebidos como indivisibles y extensos; impenetrables y móviles; sujetos a fuerzas centrales e inversamente proporcionales al cuadrado de la distancia (se dice que una fuerza es *central* cuando está dirigida a lo largo de una recta radial a un punto fijo y su magnitud solo depende de la distancia a ese centro).

En segundo lugar, la hipótesis del espacio absoluto: un espacio anterior a todos los objetos materiales e independiente de la existencia de estos, donde ocurren los fenómenos físicos y que, por su propia naturaleza, sin relación a nada externo, permanece siempre igual e inmóvil, constituyendo un escenario privilegiado de observación. Un espacio tridimensional que satisface la geometría euclidiana, la forma primaria de la percepción humana, que se corresponde con las ideas intuitivas sobre el espacio que nos rodea y que fue formalizado por Euclides hace más de 2 000 años.

En tercer lugar, el tiempo absoluto: un tiempo que transcurre del mismo modo en todas las regiones del universo y para todos los observadores, independiente de la existencia de los objetos materiales y de la ocurrencia de los fenómenos físicos.

Por último, un conjunto de leyes del movimiento, válidas para un tipo de observadores o sistemas de referencia que se denominan inerciales y que quedan definidos precisamente por la validez de estas leyes en ellos:

- Ley de inercia: «Todo cuerpo persevera en su estado de reposo o movimiento uniforme y rectilíneo a no ser que sea obligado por fuerzas ejercidas sobre él a cambiar su estado». Por lo tanto, el movimiento sin causa que lo sostenga es posible.
- Ley fundamental de la dinámica: «Un cambio de movimiento es proporcional a la fuerza motriz impresa que lo ha causado y ocurre según la dirección de la línea recta a lo largo de la cual se imprime esa fuerza». Es decir, que para que un objeto posea aceleración ha de actuar sobre él una fuerza real exterior; esta es siempre el resultado de una interacción con otro objeto, posible bien por contacto directo (como en un choque), bien a distancia (como la acción de la Luna sobre las mareas).
- Principio de acción y reacción: «Con toda acción ocurre siempre una reacción igual y contraria; esto es, las acciones mutuas de los cuerpos siempre son iguales y dirigidas hacia partes contrarias».

A partir de estas hipótesis, se desarrolló la física clásica de corpúsculos, que se caracteriza por cuatro supuestos fundamentales: objetividad, separabilidad, determinismo y precisión en las medidas.

La objetividad implica que el resultado de la medida de una magnitud física solo depende del valor que esta tenga sobre el correspondiente sistema, porque dicho valor depende de unas circunstancias o cualidades «reales», que se dan en el sistema se haga la medida o no. Por supuesto, toda medida incorpora un ineludible error experimental, por la siempre limitada eficiencia de cualquier dispositivo experimental. Pero, en todo caso, esa

imprecisión es incorporable al valor medido, mediante la adecuada teoría de errores.

La separabilidad asume que la naturaleza puede y ha de ser dividida en partes separadas para su análisis, de forma que el conocimiento exhaustivo de esas partes proporciona el conocimiento completo del todo. Sin esa división, su estudio sería inabordable.

Con respecto al determinismo, en palabras del gran científico Pierre-Simon Laplace:

Hemos de considerar el estado actual del universo como el efecto de su estado anterior y como la causa del que ha de seguirle. Una inteligencia que en un momento determinado conociera todas las fuerzas que animan la naturaleza, así como la situación respectiva de los seres que la componen, [...] si además fuera lo suficientemente amplia como para someter a análisis tales datos, podría abarcar en una sola fórmula los movimientos de los cuerpos más grandes del universo y los del átomo más ligero; nada le resultaría incierto y tanto el futuro como el pasado estarían presentes ante sus ojos.

Según el supuesto de la precisión en las medidas, es posible, en principio, diseñar un experimento para medir cualquier par de magnitudes físicas, sobre el mismo sistema y de forma simultánea, con sendas precisiones arbitrarias. Naturalmente, esas precisiones dependen de la calidad del equipo instrumental concreto que manejemos, ya que, como se expuso en el supuesto primero, cualquier medida experimental conlleva un ineludible error. En este sentido, este supuesto podría expresarse como sigue: «la mejor precisión disponible hoy en la medida simultánea de cualquier par de magnitudes podrá ser mejorada sin límite». Es cuestión de esperar que se desarrolle en el futuro la tecnología adecuada.

Merece la pena retroceder aquí en la lectura y revisar los cuatro supuestos anteriores. ¿Parecen sensatos y conformes al sentido común? ¿Se ajustan a lo que convendríamos en considerar como «buena ciencia»? Sea cual sea la respuesta, el hecho es

que la física cuántica va a derribar todos y cada uno de ellos. Iremos señalando en qué momento se abandona cada uno.

El sistema newtoniano constituyó un portentoso edificio teórico, eficaz y sistemático, candidato a la calificación de completo, como lo fuera también antes la filosofía natural aristotélica. A partir de la relatividad, sin embargo, sus leyes pasaron a considerarse solo como una aproximación, válida cuando las velocidades involucradas sean mucho menores que la velocidad de la luz en el vacío (constante c , con valor aproximado $c = 299\,792\text{ km/s}$). En otras palabras: una muy buena aproximación para la descripción de los movimientos que ocurren en la naturaleza, en nuestro marco vital cotidiano.

El carácter científico del sistema de Newton no lo libra de encerrar «trampas», inducidas por cómo nuestro cerebro concibe a partir de nuestras observaciones y nuestra cultura. Ha conseguido superar muchos yerros anteriores, pero contiene los suyos propios. Por ejemplo, según Newton, la gravedad sería una acción a distancia e instantánea; el espacio y tiempo serían absolutos. Albert Einstein, ya en el siglo xx, vendría a desterrar ese absoluto espacio-temporal y a modificar en profundidad la teoría de Newton. En su teoría relativista ya no es posible separar el tiempo y el espacio, como ocurre en el caso de la teoría de Newton, sino que ambos dejan de ser inertes e inmutables y se traban, constituyendo un espacio-tiempo que se curva por acción de la materia y la energía: el marco más adecuado, junto con la mecánica cuántica, para el estudio actual del universo.

¿Qué llevó a la prodigiosa mente de Newton a introducir esos absolutos, que ya George Berkeley y Gottfried Leibniz, contemporáneos de Newton, estimaron demasiado rotundos, siendo así que toda posible medida suya sería relativa? Espacio y tiempo absolutos, como parecía claro incluso para el propio Newton, ni siquiera eran conceptualmente imprescindibles para el desarrollo de su mecánica. Se juzga que los introdujo, entre otros fines, para recoger los atributos absolutos de un Dios extenso, omni-

La ciencia es la progresiva
aproximación del hombre al
mundo real.

MAX PLANCK

presente y eterno. Así pues, es la teología la responsable parcial del tiempo y espacio absolutos, al menos según el escolio añadido a la segunda edición de 1713 de los *Principia*, que los identifica

con el *sensorium* de un Dios cuya acción en el mundo se manifiesta mediante la gravedad.

El sentido común es el conjunto de prejuicios acumulados a través de los siglos.

ALBERT EINSTEIN

En definitiva, concebimos el mundo a partir de la información que este nos proporciona desde que nacemos, pero solo después de haberla deformado hasta configurarla según nuestra medida cultural. Demasiado humano, nuestro cerebro ha de esforzarse por salvar las trampas de la percepción y las creencias, aunadas en el sentido común, y ese proceso se desarrolla paso a paso en la historia de la ciencia. En cada uno de esos pasos, dadas nuestras limitaciones, mantenemos casi con seguridad creencias injustificadas: los escépticos ya lo advirtieron hace muchos siglos. Pero la ciencia progresa, aprendiendo también de sus errores.

UN MUNDO CLÁSICO DE PARTÍCULAS Y ONDAS

El concepto clásico de partícula material, sin existencia real, se deriva del ámbito de lo cotidiano. Pensemos en un objeto que idealmente vamos reduciendo de tamaño, conservando su masa, hasta llegar a las dimensiones de una mota, imagen mental posible para la correspondiente entidad corpuscular de la mecánica clásica: un punto sin dimensiones que concentra toda la masa.

La partícula material abre paso a la formulación matemática del problema del movimiento: las leyes de la mecánica, que reproducen los datos observados y permiten realizar predicciones sujetas a prueba empírica. En una primera fase, se obvia cualquier movimiento que no sea de traslación; después, se «engorda» la partícula y se incorporan las dimensiones del cuerpo material, de forma que pueden considerarse los movimientos adicionales que experimentan sólidos y fluidos, como rotaciones y deformaciones.

La física clásica asume que las partículas ocupan siempre una posición en el espacio y siguen trayectorias trazables bien definidas. La dinámica newtoniana estableció con sus leyes que la aceleración viene determinada por una fuerza o causa eficiente que cambia el estado de movimiento de una partícula, alterando su capacidad de hacer trabajo o curvando su trayectoria, el camino imaginario que dibujaría en su recorrido. Conocer la trayectoria de una partícula significa que, en cada instante temporal, tenemos completamente determinada su posición, lo que implica conocer también en cada instante su velocidad. Ambas magnitudes, posición y velocidad, son vectoriales: se requieren tres números para especificarlas; en cambio, una magnitud escalar, como el tiempo o la temperatura, queda fijada por un solo número. Por eso, la posición y la velocidad se representan usualmente mediante flechas en un espacio tridimensional, que encierran tanto la información sobre una longitud (distancia entre extremos de la flecha), definida como el *módulo* del vector, como sobre una dirección (recta imaginada sobre la que se apoya la flecha) y un sentido (si apunta hacia delante o hacia atrás sobre la recta de apoyo). Y es usual representar cada magnitud vectorial añadiendo una pequeña flecha encima del correspondiente símbolo de la magnitud; por ejemplo, \vec{v} para la velocidad.

En resumen, para la física clásica, cuando un objeto en movimiento ocupa en un instante t una posición en el espacio, hay como mínimo dos magnitudes físicas —esto es, propiedades medibles— bien definidas: su vector de posición, que como depende del tiempo t lo representamos como una función $\vec{r}(t)$, y su velocidad $\vec{v}(t)$, otra función temporal que viene dada por la derivada de la función posición, algo que se suele simbolizar como

$$\vec{v}(t) = \frac{d\vec{r}(t)}{dt}.$$

Así pues, la operación matemática derivada refleja, en esencia, cómo cambia una función; otro ejemplo lo proporciona la aceleración, que no es sino la derivada de la velocidad. Si se dispone de medios para computar las fuerzas sobre una partícula,

TRAYECTORIAS Y VECTORES EN EL ESPACIO

El lugar geométrico de las posiciones sucesivas por las que pasa una partícula material clásica en su movimiento define su trayectoria, o línea ideal continua que dibuja esa partícula, para un observador particular, en su movimiento en el espacio. En la figura 1, la línea curva se correspondería con la trayectoria de un móvil —visto desde el punto de observación fijo O — que se desplaza ocupando en cada instante la posición $P(t)$ marcada sobre ella.

Vectores y sus coordenadas en un sistema de referencia

Para una partícula situada en el punto P indicado en la figura 1, en el instante t , su posición respecto al sistema de referencia dibujado —integrado por tres rectas mutuamente perpendiculares que se cortan en el punto O — queda especificada por el vector de posición $\vec{r}(t)$, la flecha mostrada en dicha figura con origen en O y punta en P . Entonces, en ese sistema de referencia particular, el vector $\vec{r}(t)$ se expresa como la suma de sus componentes en él, los tres vectores $\vec{x}(t)$, $\vec{y}(t)$, $\vec{z}(t)$ —véase la figura 2— situados sobre sendos ejes coordenados y con origen común en su punto de intersección, el origen de coordenadas O :

$$\vec{r}(t) = \vec{x}(t) + \vec{y}(t) + \vec{z}(t).$$

En la figura 1 se muestra la curva trazada por un móvil respecto a un sistema de referencia integrado por tres ejes de coordenadas X - Y - Z mutuamente perpendiculares (ortogonales) que se cortan en un origen O . Cada punto del espacio P sobre la trayectoria puede especificarse dando tres números (x, y, z) , sus coordenadas en ese sistema particular $OXYZ$; corresponden en valor absoluto a las longitudes de los tres lados de un prisma rectangular ideal dibujado según se muestra en la figura 2. El signo para cada coordenada en la figura sería positivo, ya que las tres componentes del vector en el ejemplo poseen el mismo sentido que el indicado por la punta de flecha en un extremo del eje coordenado sobre el que se apoyan. Cada componente del vector se identifica con la flecha situada sobre el correspondiente lado del prisma en la figura 2; su sentido se fija de manera que la suma de las tres componentes proporcione el vector en cuestión. Las longitudes de los lados del prisma se identifican con los valores absolutos de las denominadas coordenadas del vector en ese sistema de referencia; respecto a su signo, se fija como positivo para cada coordenada si el sentido de la correspondiente componente coincide con el indicado por la punta de flecha en el eje sobre el que se sitúa; en caso contrario, se toma como negativo. Las tres coordenadas determinan al vector por completo, de forma que este puede también expresarse especificándolas en un sistema de referencia: $\vec{r}(t) = (x(t), y(t), z(t))$. En resumen: en el espacio tridimensional, para determinar un vector respecto a un sistema de referencia dado, se necesitan tres números, denominados como sus coordenadas en ese sistema.

Vectores y sus módulos: la velocidad no es solo la rapidez

Para una partícula situada en el punto P indicado en la figura 1, en el instante t , dar su vector de posición $\vec{r}(t)$ respecto del sistema de referencia centrado en O , supone dar la longitud del

FIG. 1

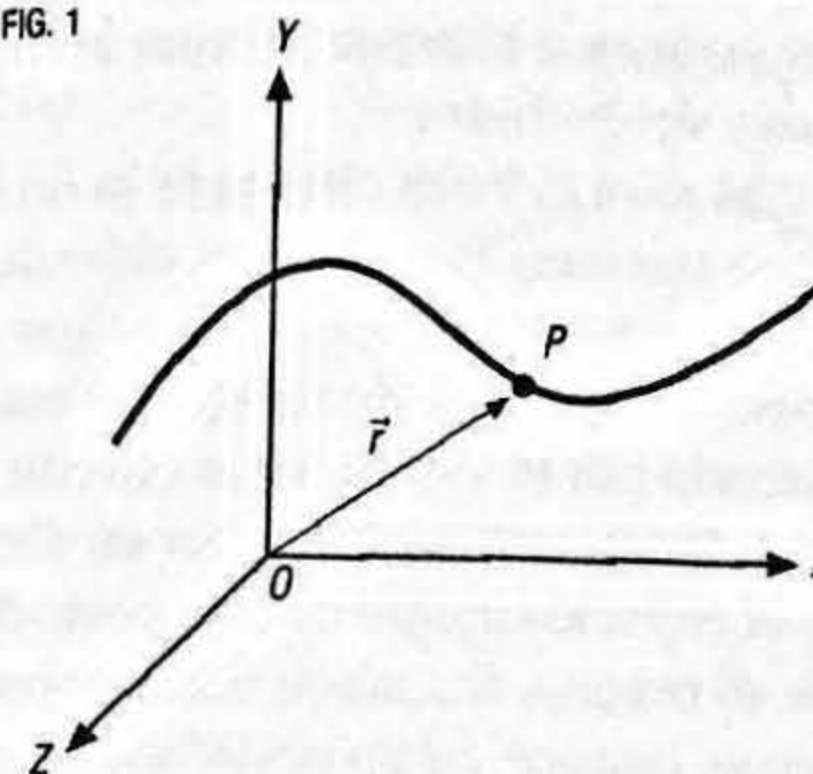
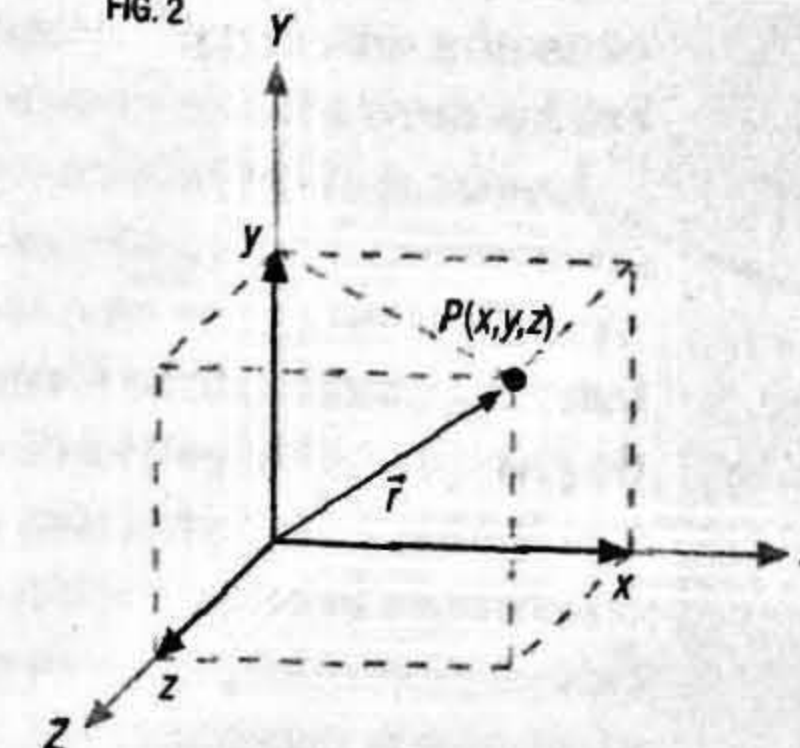


FIG. 2



Trayectoria de un móvil respecto a un observador en O (figura 1). La gráfica de la figura 2 ilustra los componentes del vector posición del punto P , de coordenadas (x, y, z) , en el sistema de referencia $OXYZ$.

segmento de recta que une los puntos O y P , un escalar; lo denominamos módulo del vector de posición y viene dado en términos de sus coordenadas por la expresión:

$$|\vec{r}(t)| = r(t) = \sqrt{x^2(t) + y^2(t) + z^2(t)}.$$

Pero para determinar por completo un vector, no basta con su módulo. Además, hay que fijar su dirección y también su sentido. La velocidad también es una magnitud vectorial, que hay que distinguir de la rapidez. Cuando decimos que hemos viajado a 100 km/h, lo que indicamos es la rapidez, el módulo del vector velocidad, pero determinar la velocidad requiere dar más información que su módulo. Por ejemplo, hay que decir que hemos viajado a 100 km/h y con dirección constante hacia el norte geográfico, ya que, como ocurre para todo vector, se requiere conocer su módulo, dirección y sentido. La velocidad, por tanto, contiene más información que la rapidez, incluyéndola. En resumen: en un sistema de referencia $OXYZ$ se requieren tres números $(v_x(t), v_y(t), v_z(t))$ para especificar en cada punto $P(x, y, z)$ del espacio y en cada instante t el vector velocidad $\vec{v}(t)$. La rapidez viene dada por su módulo $v(t)$, de expresión:

$$|\vec{v}(t)| = v(t) = \sqrt{v_x^2(t) + v_y^2(t) + v_z^2(t)}.$$

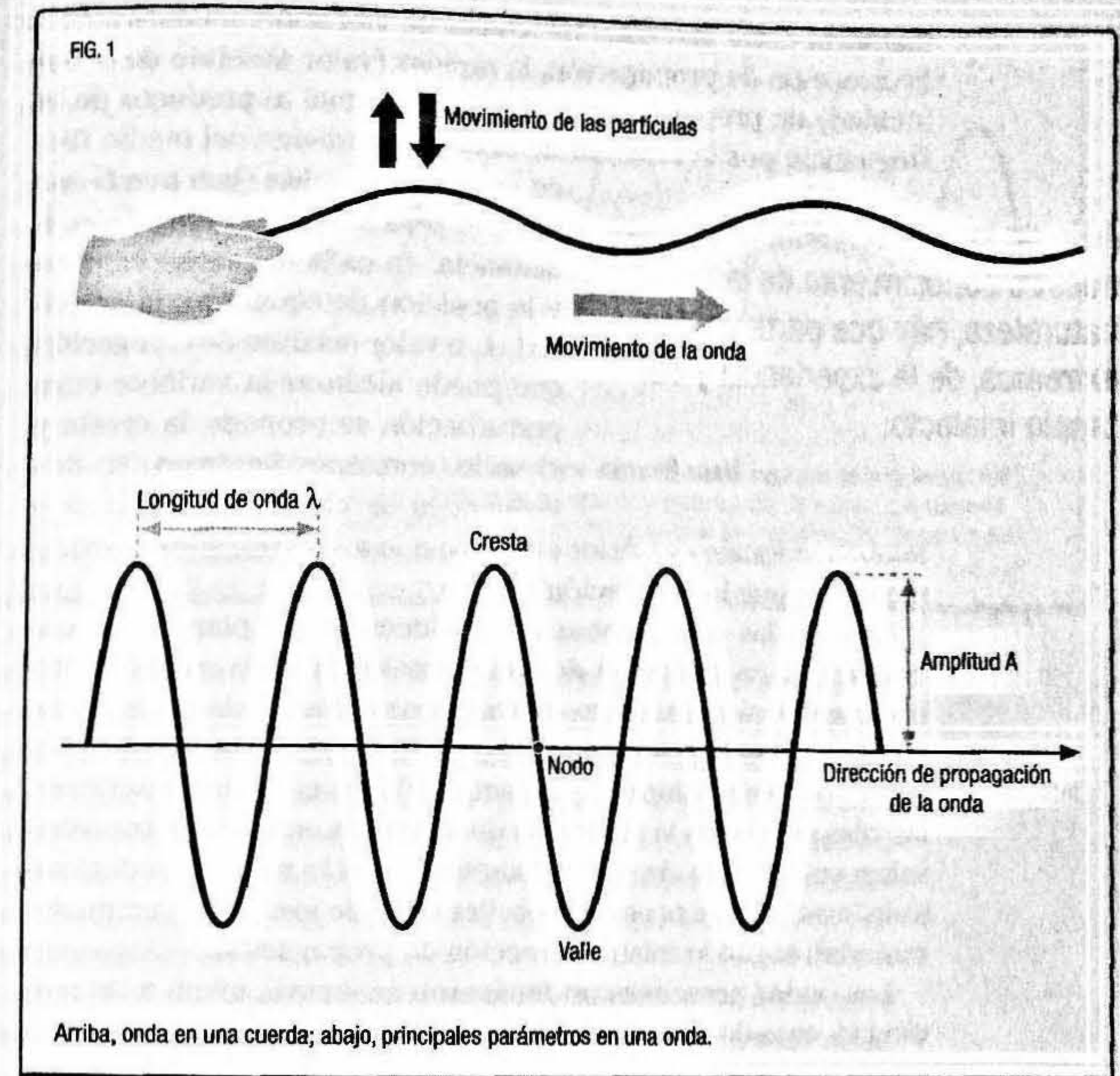
Para cada vector, tanto su módulo como también su dirección y su sentido pueden expresarse, respecto a un sistema de referencia, en términos de sus coordenadas en ese sistema.

responsables de los cambios de velocidad o aceleraciones, su trayectoria se podrá obtener resolviendo la correspondiente ecuación diferencial del movimiento, así llamada porque involucra las derivadas de posiciones y velocidades.

La otra entidad teórica esencial para la física clásica es la onda, abstracción que nuestro cerebro también visualiza sin dificultad alguna. Al escuchar este término, inevitablemente pensamos en las rugosidades que se forman en la superficie de un líquido cuando cae un objeto, en el mar peinado por el viento, en la cuerda de una guitarra en vibración... Un fenómeno ondulatorio en física consiste en la propagación en el espacio-tiempo de una perturbación, a partir del punto en que se origina. Satisface una ecuación matemática característica, que se conoce como *ecuación de ondas* y que es, como la ecuación del movimiento de una partícula, de tipo *diferencial*: involucra las derivadas de la función matemática que representa la magnitud cuya perturbación se propaga.

Existen dos clases de ondas: materiales (todas menos la luz), que necesitan un medio que actúe como sustrato de su propagación, y electromagnéticas, la luz, que hoy sabemos que puede propagarse también en el vacío. Una onda no conlleva avance neto de materia, aparte de su oscilación en torno a la posición de equilibrio; lo que sí se transporta en el fenómeno ondulatorio, avanzando con él, es energía. Por ejemplo, esas ondulaciones del mar que observamos a simple vista, lejos del rompeolas, consisten en subidas y bajadas del agua, esto es, vibraciones verticales en las que varía la posición de las gotas de agua en torno a una situación de equilibrio, fijada por la superficie del mar en calma. Pero esas gotas de agua, cuando la ola ha pasado, permanecen a la misma distancia de la costa.

En la figura 1 se representa la onda material que se produce cuando, agarrando el extremo de una cuerda, la agitamos en un movimiento vertical, de forma que se produce una oscilación. Esta oscilación está caracterizada, entre otras variables, por la frecuencia, ν , o número de veces por unidad de tiempo que cada partícula de la cuerda repite posición en el espacio con el mismo sentido de movimiento (hacia arriba o hacia abajo); su inverso es el periodo de la oscilación, $T = 1/\nu$, o tiempo que tarda en pro-



ducirse una vibración completa. La unidad usual de frecuencia es el hercio, que equivale a una oscilación o ciclo completo cada segundo: $1 \text{ Hz} = 1 \text{ ciclo}/1 \text{ segundo}$. En este ejemplo de la cuerda, la magnitud física cuya perturbación se propaga es la posición de cada partícula medida respecto a la de equilibrio: cuando la cuerda está desplegada, recta (despreciando la gravedad) y en reposo, como la cuerda de la guitarra cuando nadie la toca.

Otras magnitudes y características importantes asociadas a una onda e indicadas en la figura 1 son la longitud de onda, λ , o

distancia entre dos estados iguales de vibración, medida sobre la dirección de propagación; la rapidez (valor absoluto de la velocidad) de propagación del fenómeno, igual al producto de la frecuencia por la longitud de onda, dependiente del medio físico

A fin de lograr completitud sobre nuestro conocimiento de la naturaleza, hay que partir de dos extremos, de la experiencia y del propio intelecto.

HANS ØRSTED

co en que se propaga (que puede ser el vacío para la luz); la elongación, o distancia, en cada instante, respecto a la posición de equilibrio; la amplitud, A , o valor máximo de elongación que puede alcanzar la variable cuya perturbación se propaga; la cresta y el valle, correspondientes a las dos posiciones de elongación máxima y

mínima, e iguales en valor absoluto a la amplitud, y los nodos o puntos en que la elongación es nula.

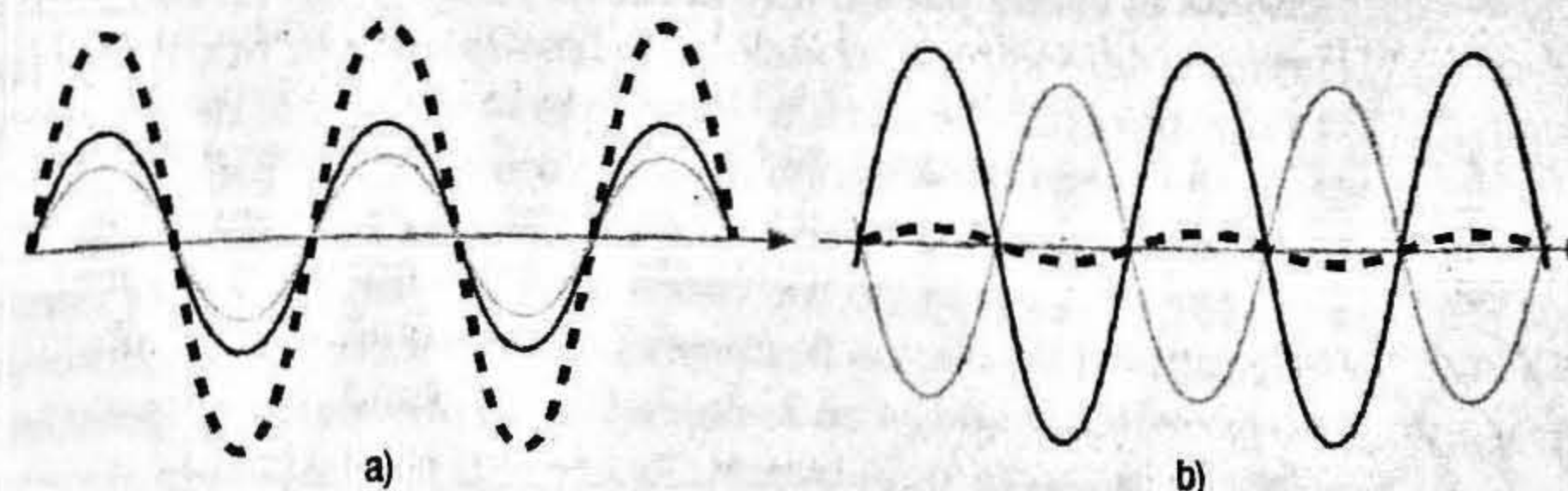
Cuando las oscilaciones se producen según planos perpendiculares a la dirección de propagación, la onda se denomina transversal; si lo hacen en direcciones paralelas a la de propagación, se denomina longitudinal (caso en que crestas y valles pasan a ser compresiones y dilataciones). Los ejemplos anteriores, las olas del mar y la vibración de la cuerda, son ondas transversales; un ejemplo de ondas longitudinales lo proporciona el sonido, en el que se producen oscilaciones de presión en un medio material, según la misma dirección de propagación.

Las ondas presentan un fenómeno exclusivo, ajeno a las partículas: cuando dos perturbaciones de la misma clase coinciden en un punto, se suman, produciendo interferencias. El resultado puede ser constructivo, en el sentido de que se produce un aumento de la elongación de la vibración en ese punto, o destructivo, una disminución que puede incluso originar un nodo. La figura 2 ilustra estas dos posibilidades.

LA LUZ, ¿ONDA O PARTÍCULA? ONDA ELECTROMAGNÉTICA

Los antiguos griegos ya discutían sobre si la luz era una sustancia en sí misma o una modificación en un medio, incluso

FIG. 2



Interferencia o superposición de dos ondas. La onda en trazo discontinuo es el resultado de la superposición de las otras dos. Mientras que en a) el resultado es un refuerzo de la perturbación, de manera que aumenta la elongación de cada punto del medio (interferencia constructiva), en b) se ha producido una atenuación casi completa de la onda (interferencia destructiva).

discrepaban sobre si era real o solo una sensación subjetiva; los neoplatónicos la consideraban emanación divina (diferente a la «vulgar» materia, en cualquier caso). Durante el siglo XVII, la nueva manera matemática de abordar el mundo natural, combinada con el desarrollo de la experimentación, permitió formular dos propuestas científicas rivales sobre la naturaleza del fenómeno luminoso: el modelo corpuscular y el modelo ondulatorio.

Para Newton, convencido atomista y defensor de un mundo casi vacío, la luz estaba compuesta por una materia muy sutil, de forma que un rayo de luz no era sino un chorro de partículas emitidas por la fuente luminosa, con diferentes propiedades según el color. Esas partículas, átomos minúsculos moviéndose a gran velocidad y capaces de calentar la materia, se propagarían según las leyes de la mecánica. Esta conclusión la derivó a partir de sus experiencias, en las cuales estableció que la luz blanca estaba compuesta por los diferentes colores del arcoíris, a partir de la descomposición que sufría al atravesar un prisma.

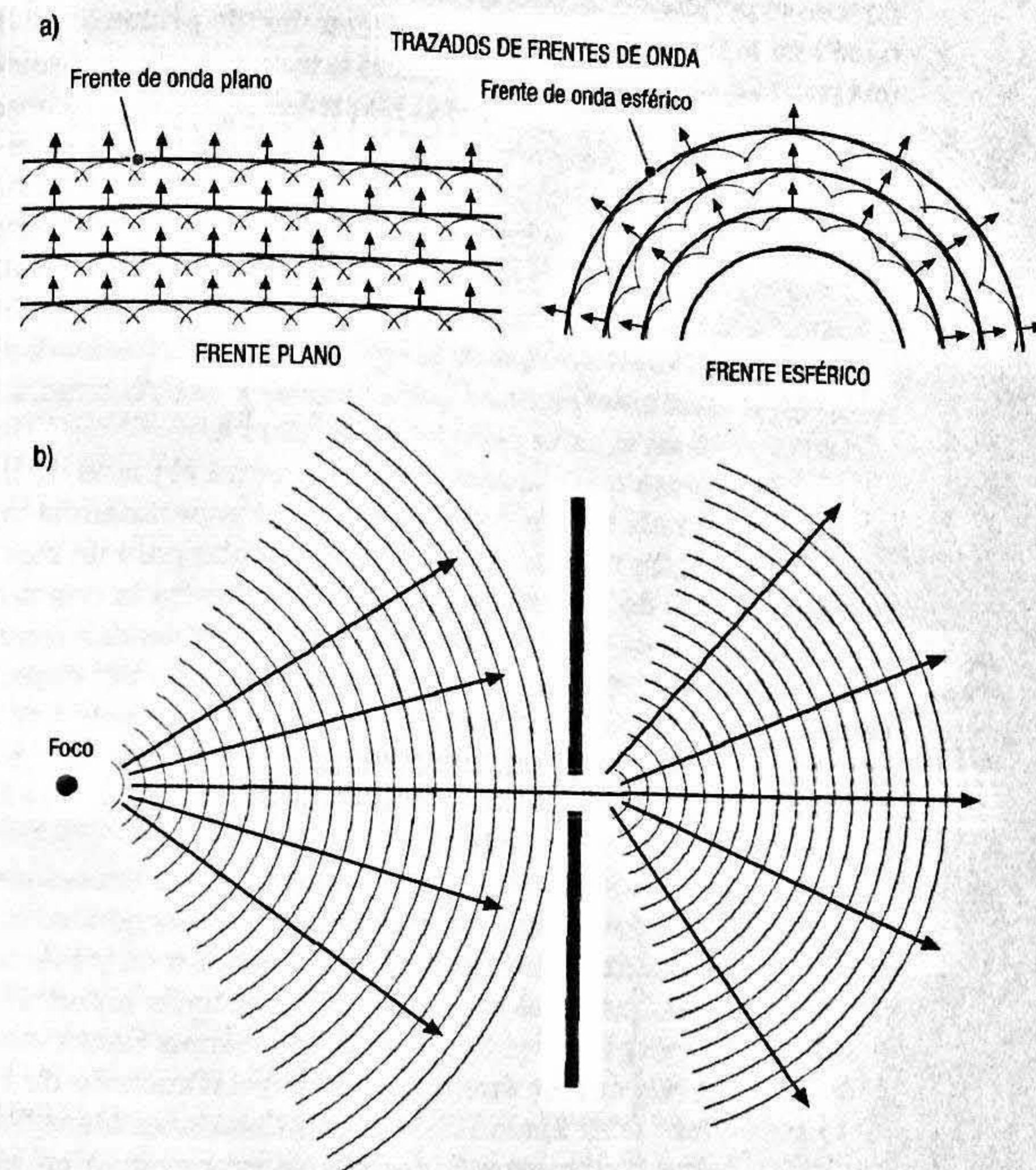
Frente a esa explicación, los modelos cartesianos concebían la luz no como una sustancia autónoma, sino como las alteraciones mecánicas de un medio continuo, un sustrato universal

o éter que llenaba el espacio, penetrando todos los cuerpos y también el vacío, puesto que la luz se propaga en él. Christiaan Huygens defendió un modelo ondulatorio para la luz, en el que la concibió como una onda de choque longitudinal de las partículas del éter, que se propaga esféricamente, aunque no llegó a reconocer su carácter periódico. En cambio, la concepción corpuscular de Newton no fue óbice para que observara el carácter periódico de ciertos fenómenos ópticos, considerando unas variaciones periódicas en la densidad del éter para explicarlas.

Según la teoría ondulatoria, la energía transportada no está concentrada en cada partícula, como en la teoría corpuscular, sino que se reparte entre todos los puntos del espacio que son alcanzados al mismo tiempo por la perturbación, los cuales constituyen en conjunto los *frentes de onda*, siempre perpendiculares a las direcciones de propagación o rayos. En 1678, Huygens postuló que cada punto alcanzado por la perturbación luminosa vibra generando ondas secundarias o difractadas, que se propagan solo hacia delante y cuya suma origina la siguiente onda, en un proceso repetido que se ilustra en la figura 3. Basándose en su principio y utilizando un método geométrico, Huygens logró explicar los fenómenos de reflexión y refracción, este segundo consistente en el cambio en la dirección de propagación que se produce cuando la onda pasa oblicuamente de un medio a otro en el que se propaga con diferente velocidad.

Durante todo el siglo XVIII predominó la teoría corpuscular sobre la luz, pero en el siguiente siglo el modelo ondulatorio fue ganando creciente aceptación, sobre todo a partir de que Thomas Young retomara las ideas de Huygens e incorporase el concepto de interferencia, en cuyo estudio estableció el carácter periódico de los pulsos luminosos, sustentados en el éter. Sus experiencias sobre las interferencias luminosas, junto con las de Augustin-Jean Fresnel sobre la difracción (un fenómeno en el que la luz se desvía sobre los bordes de un obstáculo, o atraviesa rendijas de abertura similar en tamaño a la longitud de onda incidente, produciendo al otro lado patrones con una sucesión de luz y sombras), reforzaron la teoría ondulatoria, cuya aplicación proporcionaba una mejor explicación que el modelo corpuscular.

FIG. 3



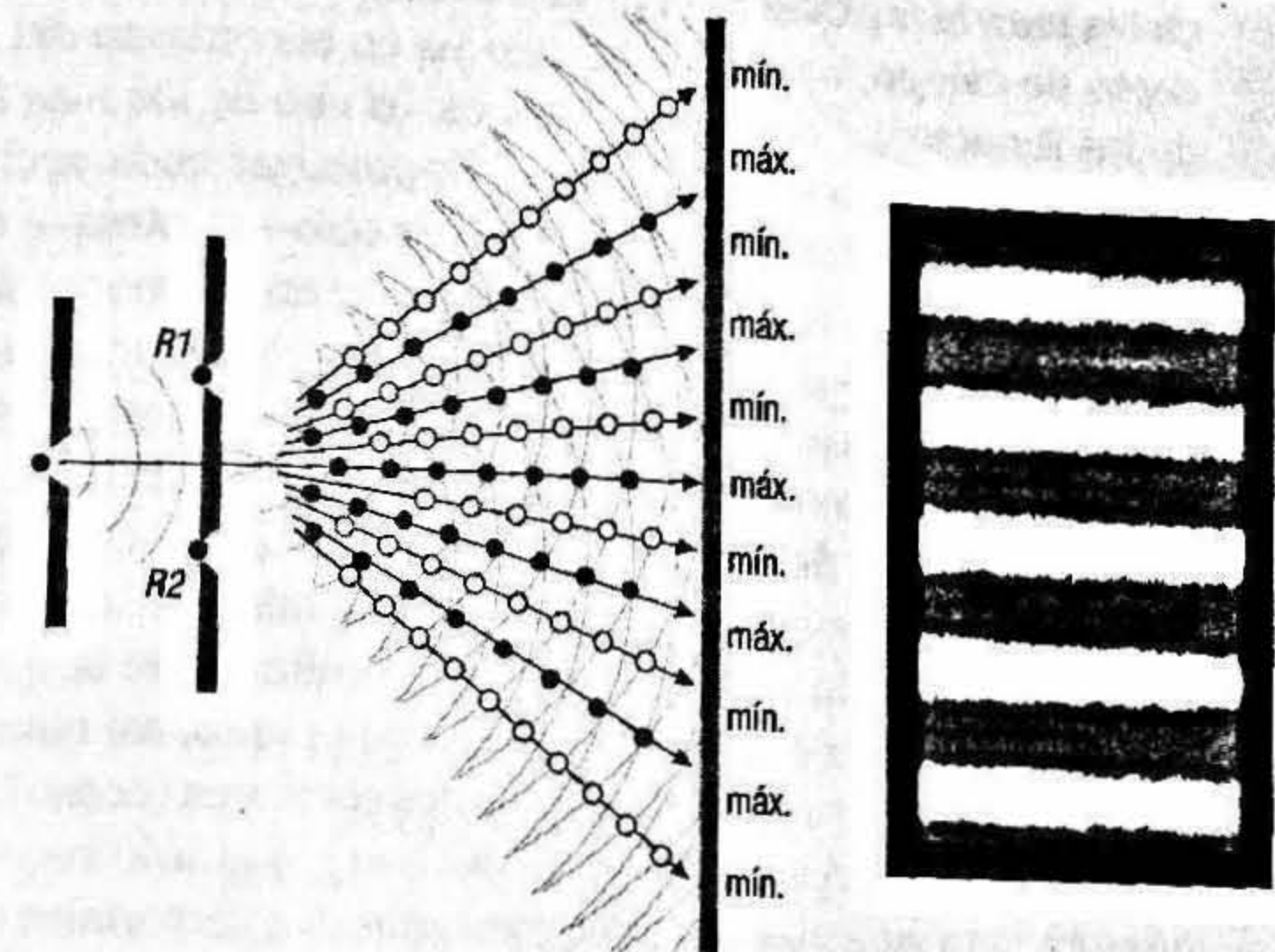
a) El principio de Huygens nos dice que todo punto del medio alcanzado por una onda se comporta como un nuevo emisor de ondas. Todos los puntos que son alcanzados al mismo tiempo por la perturbación constituyen un frente de ondas, las líneas indicadas en la figura. Los rayos son las rectas perpendiculares a los frentes de onda; indican la dirección de propagación y se corresponden con las líneas que unirían las flechas en cada imagen. b) Aplicación del principio de Huygens a las ondas esféricas de luz que alcanzan un orificio en una pantalla: este se convierte en un nuevo emisor.

En 1801, Young concibió la primera realización científica del famoso experimento interferencial de la doble rendija, esquematizado en la figura 4. La luz de una fuente incide primero sobre una pantalla, donde un pequeño orificio la transmite; luego incide sobre otra pantalla, que posee dos pequeñas rendijas próximas entre sí que, al ser alcanzadas por la luz, se convierten a su vez en fuentes emisoras secundarias, según el principio de Huygens. Las ondas secundarias se interfieren en su propagación, de manera que, cuando alcanzan otra tercera pantalla, situada a cierta distancia, forman sobre ella un patrón interferencial compuesto por sucesivas franjas alternas de luz y oscuridad, correspondientes a respectivas interferencias constructivas y destructivas, según se muestra en la parte derecha de la figura 4.

Si supusiéramos que estamos lanzando contra el plano de las dos rendijas un chorro de corpúsculos, ¿qué esperaríamos ver en la pantalla? ¿Qué predice la teoría corpuscular para un experimento como el de Young? La figura 5 nos muestra la respuesta: dos manchas de impactos de gran tamaño, alineadas frente a cada una de las rendijas. Puesto que el resultado del experimento observado por Young para la luz se justificaba solo por la concepción ondulatoria, vía la interferencia entre los distintos frentes de onda, el experimento supuso la consolidación de dicha teoría, en detrimento de la corpuscular.

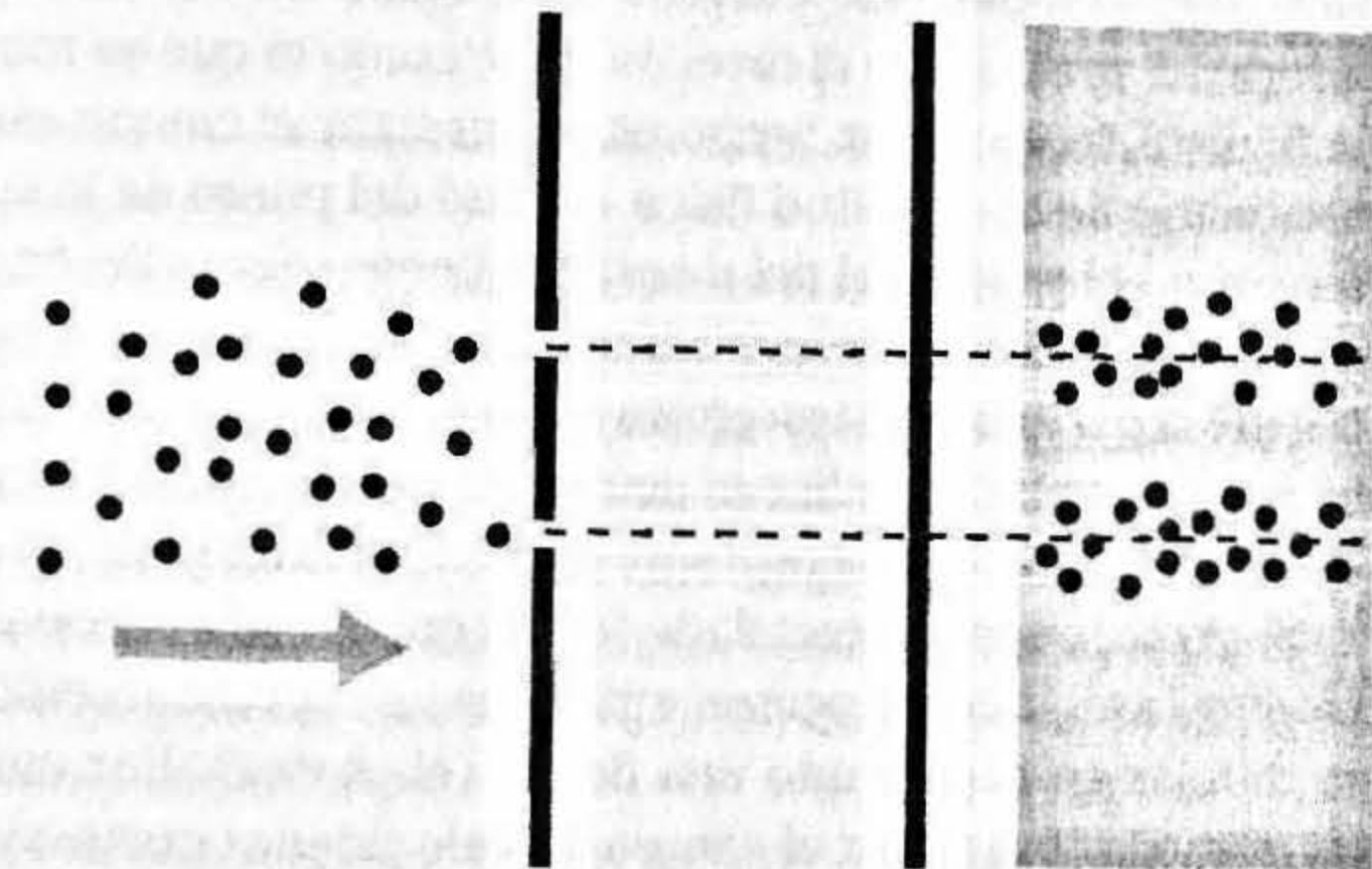
Entre 1861 y 1862, James Maxwell estableció las ecuaciones matemáticas fundamentales del campo electromagnético, que encierran la trabazón entre los fenómenos eléctricos y magnéticos. Ampliando las ideas de otros investigadores anteriores, desarrolló un modelo mecánico para dicho campo electromagnético, el cual requería un éter o medio material sustrato de las vibraciones; las ondas luminosas quedaron entonces identificadas como ondas electromagnéticas que se propagaban en ese éter. En 1888, Heinrich Hertz las detectó experimentalmente por primera vez, iniciando un cambio trascendental para nuestra sociedad, que nos llevaría desde la primera transmisión radiotelegráfica sin hilos a través del Atlántico, desarrollada por Guglielmo Marconi en 1901, hasta desembocar en los populares receptores de radio y televisión domésticos.

FIG. 4



Experimento de la doble rendija en versión de Young. De acuerdo con la teoría ondulatoria de la luz, lo que se observa es un patrón interferencial, o sucesión de franjas alternas de luz y oscuridad sobre una pantalla.

FIG. 5

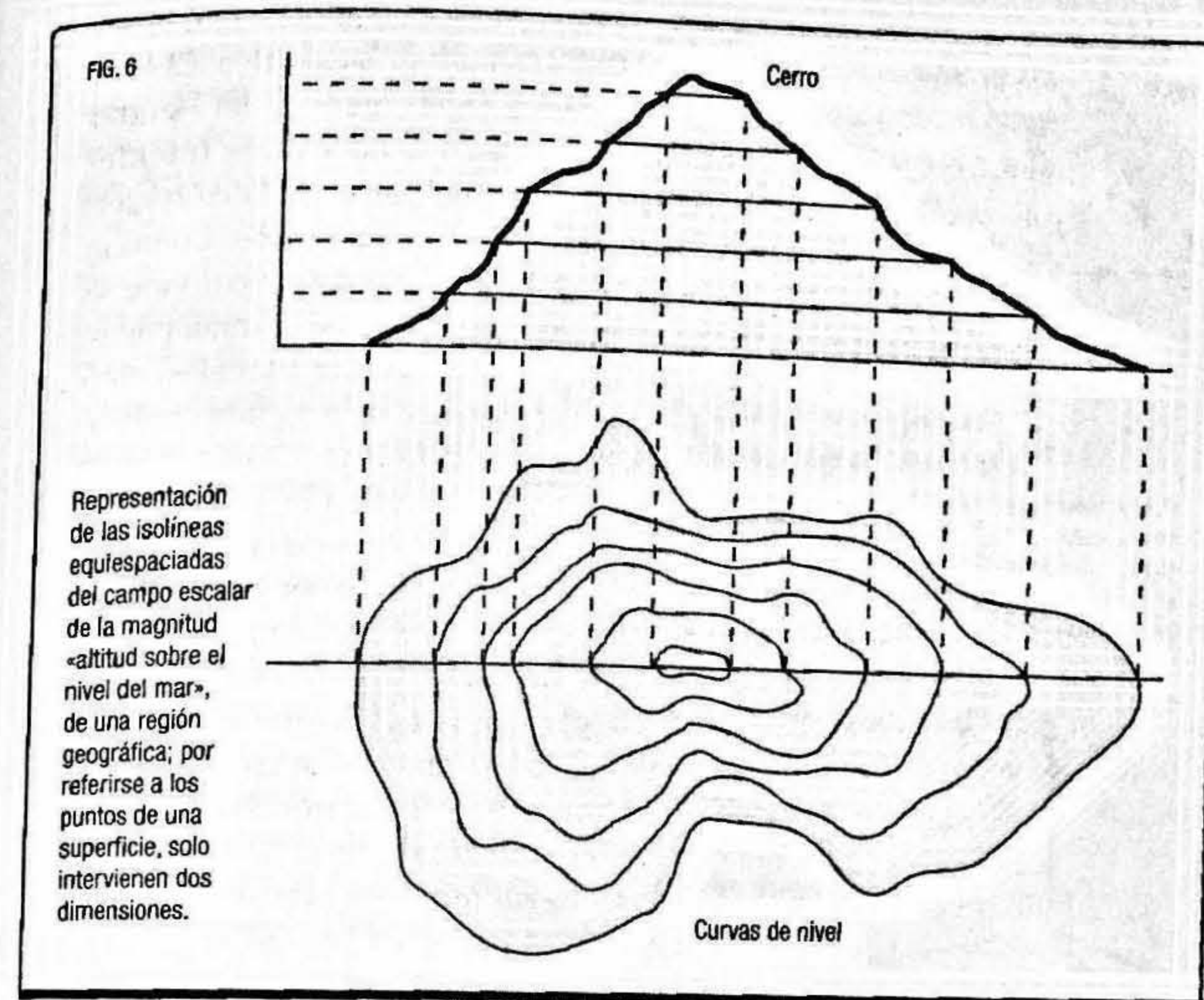


Experimento de la doble rendija y resultado esperable según la teoría corpuscular, es decir, cuando lo que se lanza es un chorro de partículas. Por ejemplo, imagínese que se está disparando sobre el plano de las dos rendijas con una metralleta; los impactos de las balas se acumularían tras cada rendija como se muestra en el dibujo.

Los conceptos de campo y onda electromagnéticos son esenciales para la introducción de la posterior teoría cuántica. El concepto de campo, nacido en el siglo XIX en el contexto del estudio de los fenómenos electromagnéticos, es uno de los más fructíferos en ciencia, ya que permite conceptualizar cada acción ejercida sobre un determinado cuerpo por otro —u otros— como la manifestación de una propiedad residente en el espacio donde se sitúa el cuerpo. Supuso el reemplazo de la idea newtoniana de la acción instantánea y a distancia por interacciones locales, esto es, surgidas del entorno próximo al sitio que ocupa cada cuerpo.

En una región del espacio, se puede definir un campo clásico cuando es posible asociar el valor de una misma magnitud física a cada punto de la región. Ese valor, resultante de la medida de la magnitud, variará en general para cada punto, así como con el tiempo. Puesto que existen magnitudes escalares (como la temperatura, o la altitud sobre el nivel del mar), que solo requieren un número para su cuantificación, y magnitudes vectoriales (como la velocidad o la posición), que requieren en cambio tres números, los campos pueden ser, entre otros tipos, escalares o vectoriales, según el correspondiente carácter de la magnitud física en cuestión. Por ejemplo, cuando vemos un mapa de curvas de nivel o altura del suelo sobre el nivel del mar, como el que se muestra en la figura 6, lo que se ha hecho es representar el campo escalar estacionario de la magnitud física «altitud del punto de la superficie terrestre sobre el nivel del mar». Las líneas dibujadas en la figura son las *isolíneas de campo*, o líneas imaginarias que unen los puntos del espacio donde esa altura tiene el mismo valor. En la figura se muestran distintas líneas equiespaciadas, es decir, correspondientes a un intervalo constante dado de variación de esa altitud.

Si el campo es vectorial, de forma que a cada punto del espacio está asociado un vector, entonces su representación requiere dibujar en cada punto una flecha (el vector). Por ejemplo, si queremos representar el campo de velocidades correspondiente a un conjunto de coches en una autovía en un instante dado, necesitaremos asociar a cada punto en que se encuentre un coche tres números: la rapidez (por ejemplo en km/h), y la dirección y sentido de su movimiento (dos números más); donde no haya

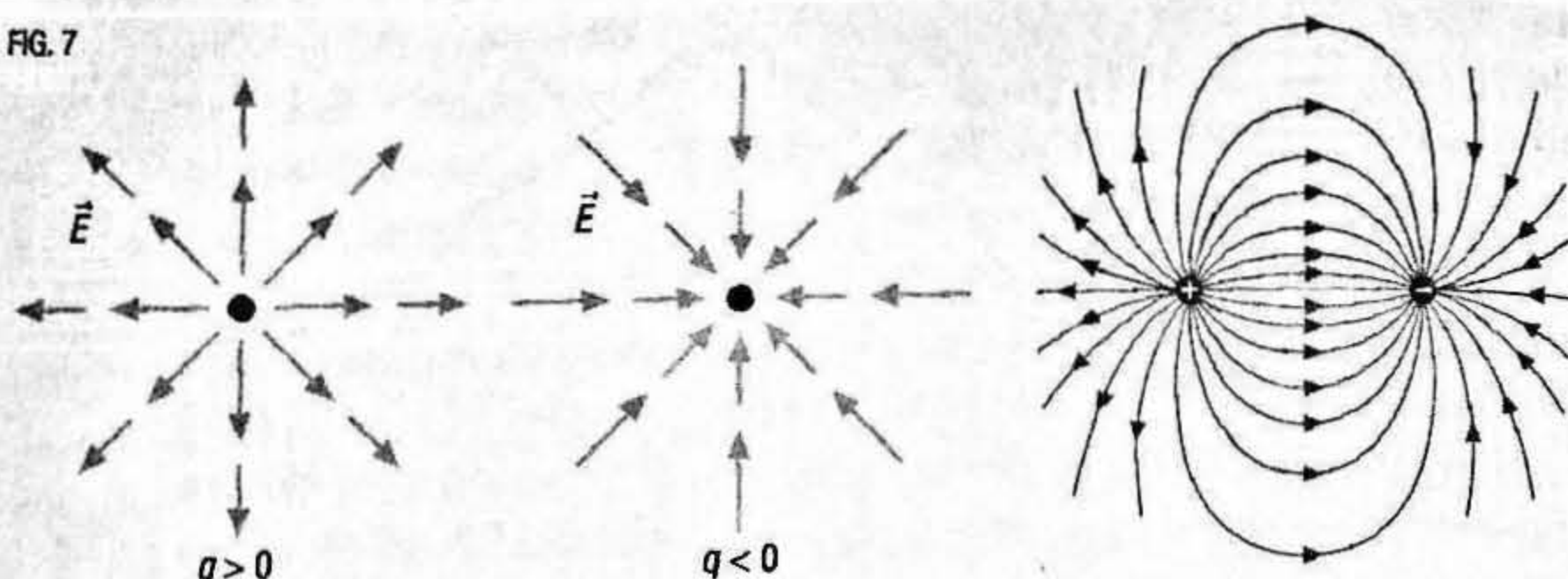


un coche, asociaremos tres ceros. Este es el caso de los campos eléctricos y magnéticos, que son vectoriales.

Una carga eléctrica en reposo, como un electrón, genera en el espacio que la rodea un campo eléctrico. En la figura 7 se muestra el campo eléctrico alrededor de una carga eléctrica q , positiva a la izquierda y negativa en el centro; si son varias las cargas presentes, se origina un campo conjunto resultante de la suma de todas sus contribuciones.

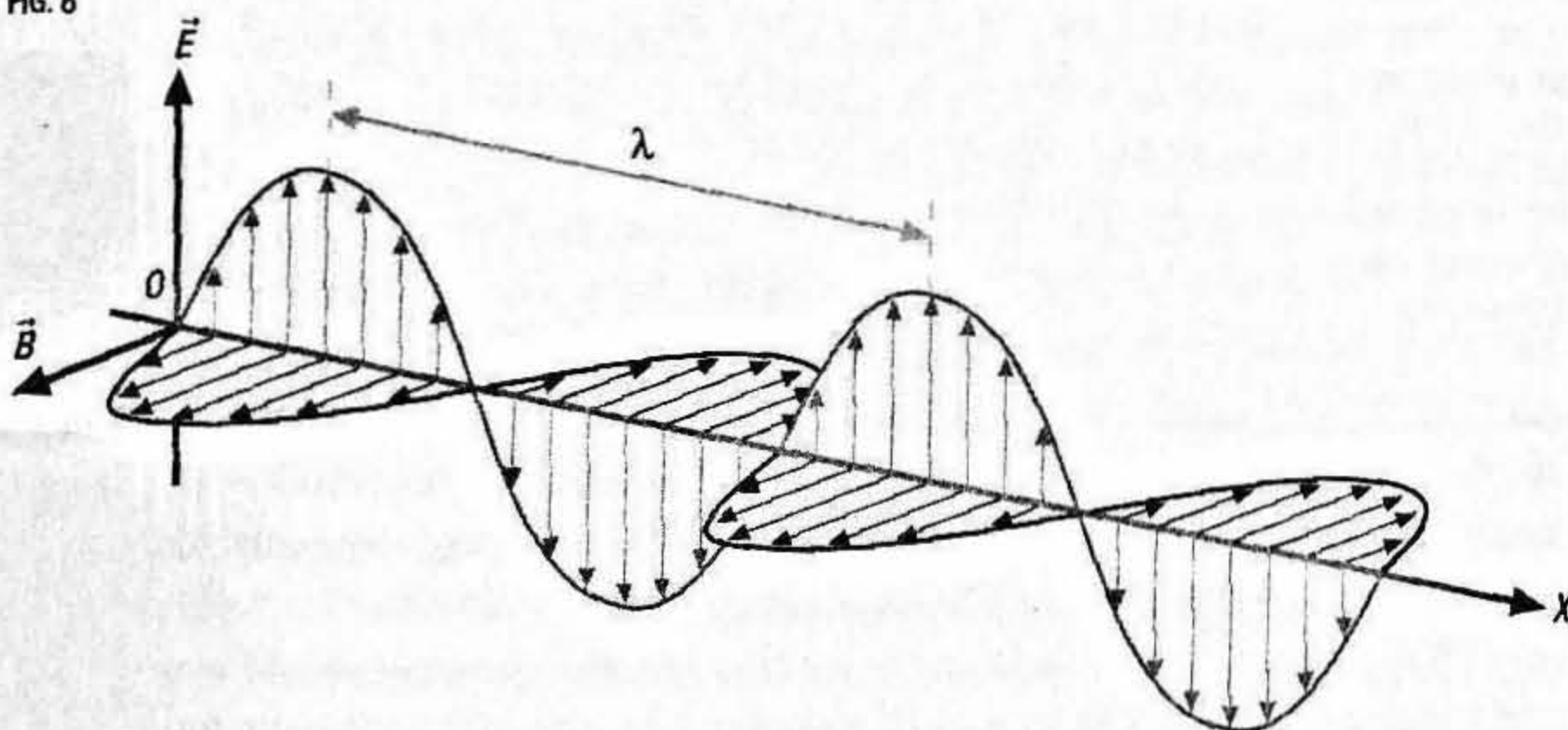
Si la carga eléctrica se mueve, por ejemplo, oscila con una frecuencia dada, se genera en la misma región del espacio un campo magnético, que se superpone al eléctrico. Los dos campos variarán con la misma frecuencia, de forma que en el espacio se propaga una perturbación del campo conjunto electromag-

FIG. 7



Campo eléctrico generado por una carga q , positiva ($q > 0$, izquierda) o negativa ($q < 0$, centro), mostrada en ambos casos como el punto grueso central. Si se sitúa otra segunda carga q' en cualquier punto del campo, el valor de este en ese punto y el valor de q' determinan la fuerza que se ejercerá sobre ella; por otra parte, q' contribuirá creando su propio campo, que se superpondrá al de q , dando lugar al campo conjunto que se muestra a la derecha (caso de dos cargas en reposo, $q > 0$ y $q' < 0$).

FIG. 8



Onda electromagnética; en general, la llamaremos «luz», aunque a veces se reserva este nombre para designar solo la radiación visible al ojo humano. Los vectores campo eléctrico (\vec{E}) y campo magnético (\vec{B}) oscilan siempre en planos perpendiculares entre sí y a la dirección de propagación (eje coordenado X). En particular, se representa una onda polarizada.

nético, fenómeno que se denomina onda electromagnética. Por lo tanto, la magnitud física que oscila en la onda luminosa es el valor del campo electromagnético, integrado a la vez por los campos vectoriales eléctrico y magnético. La figura 8 ofrece la

representación típica de una onda electromagnética, una onda transversal en la que los vectores campo eléctrico y campo magnético oscilan siempre en planos perpendiculares entre sí y a la dirección de propagación.

Una propiedad importante que pueden presentar las ondas electromagnéticas es la *polarización*. Una onda electromagnética se dice que está polarizada cuando la oscilación del vector eléctrico no se produce según todos los planos, sino que queda contenida en uno solo (y, por lo tanto, igual sucederá para el campo magnético, pero en un plano perpendicular al anterior).

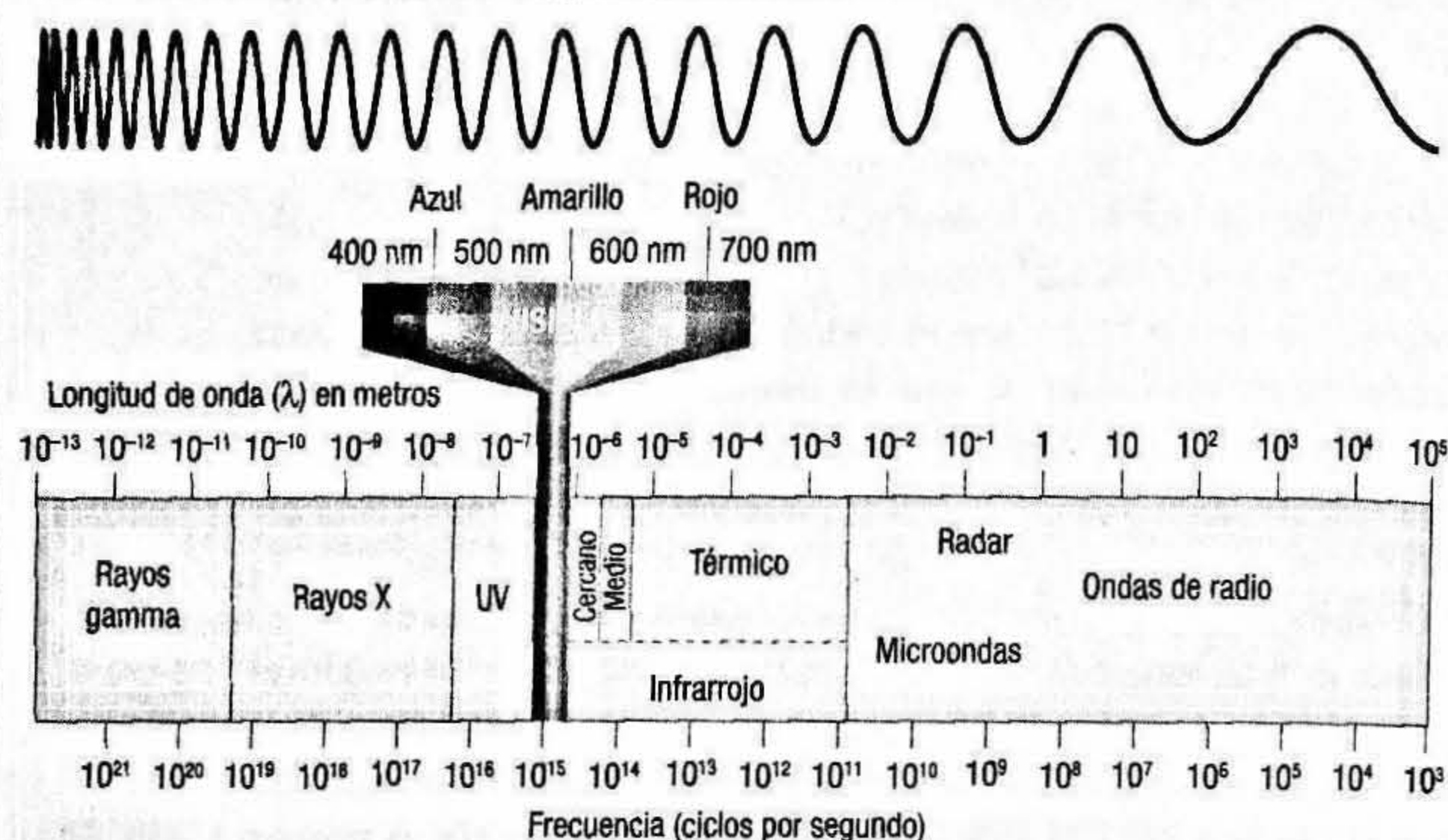
La energía que transporta una onda electromagnética depende del cuadrado de su amplitud. Por su parte, la frecuencia, ν , en el caso de que la propagación se produzca en el vacío, se relaciona con la longitud de onda según la fórmula $\lambda \cdot \nu = c$, donde c es la constante universal que representa la velocidad (rapidez) de la luz, de cualquier frecuencia y para un observador inercial, en el vacío ($c = 299\,792,458$ km/s); a mayor frecuencia, o menor longitud de onda, mayor es la energía transportada. En un medio distinto del vacío, la rapidez de propagación de la luz, que ahora sí cambia con la frecuencia, depende de unos parámetros o constantes específicos de cada medio material.

La radiación está compuesta, en general, por muchas ondas electromagnéticas, de distintas frecuencias; se denomina espectro de una radiación al conjunto de frecuencias —o, lo que es lo mismo, de longitudes de onda— de las distintas ondas electromagnéticas que la componen (figura 9).

En 1905, Einstein publicó la teoría de la relatividad (especial), que asume dos axiomas fundamentales. Por un lado, el principio de relatividad, que afirma que «todas las leyes de la física son válidas para todos los sistemas inerciales», es decir, las mismas leyes rigen para todos los observadores que se mueven unos respecto a otros con velocidad constante. Por otro lado, la constancia de la velocidad de la luz: la velocidad de la luz en el vacío es igual para todos los observadores inerciales y tiene la magnitud o valor c , con independencia del estado de movimiento de la fuente. Esta afirmación constituyó algo nuevo y revolucionario: supone que la luz no cumple el principio clásico de adición de velocidades, sino

FIG. 9

ESPECTRO ELECTROMAGNÉTICO



La radiación recibe distintos nombres específicos en función del correspondiente rango cuantitativo de valores; en la figura se representan las clases de radiación más comunes.

que su velocidad es absoluta e independiente del movimiento relativo de la fuente emisora respecto del observador.

De esos postulados se deriva como consecuencia la equivalencia entre masa y energía, según la popular fórmula $E = mc^2$. Además, la masa pasa a depender de la velocidad, y se establece la constante c como el límite de velocidad posible en el universo: nada material puede ser acelerado hasta alcanzar la velocidad de la luz en el vacío, con respecto a ningún sistema de referencia.

La revolucionaria teoría relativista, que suponía la desaparición por superfluo del concepto de éter, el postulado sustrato material universal, no tuvo fácil ser aceptada. Lo lograría, sobre todo, a partir de 1915, cuando Einstein publicó la teoría de la relatividad general, que no se restringe a sistemas inerciales y que, con gran complejidad matemática, incorpora la geometría no euclidiana para un espacio-tiempo curvado por la materia y la energía. La gravedad, clásicamente concebida en términos de fuerzas cen-

trales entre objetos materiales, pasa a ser la curvatura del espacio-tiempo.

La teoría del campo electromagnético de Maxwell, al contrario que la mecánica de Newton, resultó ser compatible con los postulados relativistas, aunque eso no la eximió de su incapacidad para explicar ciertos fenómenos que aparecen en relación con la interacción entre la radiación y la materia, y que solo la nueva física cuántica justificaría. Fuera de esos contextos experimentales específicos, continúa siendo una teoría perfectamente válida y aplicable en la concepción y el funcionamiento de muchos de los dispositivos electrónicos que nos rodean.

La primera virtud del conocimiento es la capacidad de enfrentarse a lo que no es evidente.

JACQUES LACAN

ELECTRONES, ÁTOMOS Y ESPECTROS

La idea de los átomos como unidades indivisibles constituyentes de una materia discreta, postulada por algunos antiguos filósofos griegos, sería abandonada durante casi dos mil años, hasta que en el siglo XVII científicos como Galileo y Newton se mostraron partidarios de la hipótesis atómica. Sin embargo, no lograría imponerse sobre la concepción de una materia continua hasta el siglo XVIII.

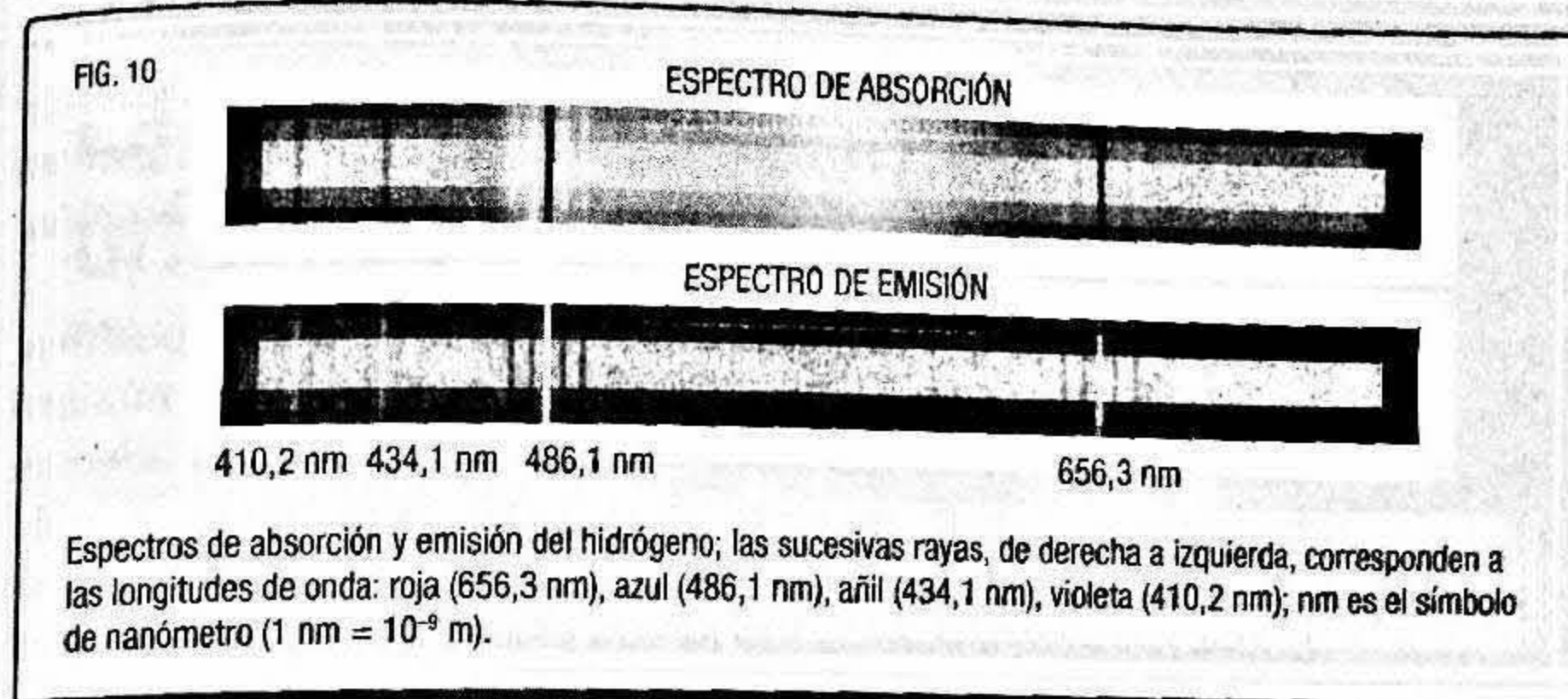
El concepto de electrón como una partícula surgiría ya en el siglo XIX, a partir del estudio de unos rayos que procedían del cátodo, o electrodo negativo, en el contexto de las experiencias con tubos de descarga —tubos de rayos catódicos—, dispositivos presentes hasta hace poco en nuestros hogares, en el interior de nuestras viejas televisiones. Joseph Thomson estableció en 1897 que esos rayos no eran sino chorros de partículas materiales con carga eléctrica negativa, cuya relación carga-masa (e/m) logró determinar. Bautizadas más tarde como electrones, su masa es de casi la mitad de la milésima de la masa del átomo de hidrógeno; su carga eléctrica, negativa, constituye la unidad fundamental indivisible de carga, una constante de valor $e = -1,602 \cdot 10^{-19}$ culombios. Experimentando también con esos tubos, en 1895 Wilhelm Röntgen descubriría los rayos X, así llamados por constituir una incógnita

total en su momento; pronto serían establecidos como de naturaleza ondulatoria: ondas electromagnéticas.

La espectroscopia estudia la luz emitida y absorbida por los objetos, que es una de las principales fuentes de información sobre ellos; por ejemplo, sobre su estructura interna, su temperatura, los elementos que los componen, etc. La materia en fase condensada, líquidos y sólidos, emite una radiación cuya naturaleza se debe a la colectividad de un gran número de átomos que vibran e interaccionan entre sí, de forma que presenta un espectro continuo —todos los valores de frecuencia entre dos dados están presentes— y no proporciona información característica de los átomos individuales. Por el contrario, los átomos y moléculas en un gas a baja presión están tan alejados unos de otros en promedio que sus únicas interacciones mutuas ocurren en colisiones aisladas, de forma que la radiación emitida es característica de cada átomo o molécula individual. En este segundo caso, el correspondiente espectro contiene frecuencias discretas, aisladas. La figura 10 muestra el espectro de emisión correspondiente al átomo de hidrógeno: un conjunto de rayas brillantes sobre un fondo oscuro. Su complementario es el espectro de absorción, en la misma figura, en el que, sobre un fondo brillante, esas rayas de colores del espectro de emisión aparecen en este como rayas oscuras, correspondiendo a las frecuencias que en este caso están ausentes de una radiación incidente que ha atravesado el gas, porque han sido absorbidas.

En 1814, Joseph von Fraunhofer publicó el primer espectro solar de absorción, compuesto por muchas líneas oscuras; Julius Plücker, a mediados del siglo XIX, identificó algunas de esas líneas como correspondientes al hidrógeno, siendo el primero en reconocer que los espectros de líneas eran característicos de cada gas atómico. En 1859, Gustav Kirchhoff y Robert Bunsen demostrarían que cada línea espectral estaba asociada con un elemento químico, de manera que el espectro de Fraunhofer podía servir para determinar la composición química del Sol.

El número, anchura y posición de las líneas en el espectro de un elemento atómico dependen de la presencia o no de campos eléctricos y magnéticos, y también del movimiento de la fuente



emisora. A partir del análisis del espectro, es posible no solo identificar el elemento químico presente, sino también obtener información sobre su estado físico. Por ejemplo, un astrónomo puede establecer a partir del espectro de una estrella tanto los elementos presentes en su atmósfera como si estos están ionizados (cargados eléctricamente) o no, si la estrella se desplaza acercándose o alejándose de la Tierra, etc. Puede decirse que cada espectro viene a ser como un código de barras que delata la presencia y las condiciones del elemento químico al que caracteriza.

Todos estos resultados representaban un completo desafío a la física, un test que todo nuevo desarrollo teórico debía confrontar en términos explicativos. Con este propósito, comenzaron a publicarse los primeros modelos atómicos.

En 1911, Ernest Rutherford, a partir del análisis de unos experimentos en los que se bombardeaban finas láminas de oro con partículas α (alfa), átomos de helio doblemente ionizados por la pérdida de sus dos electrones, observó que unas pocas sufrían grandes desviaciones. La única manera que encontró para explicar este fenómeno fue postular un modelo atómico «nuclear». Su idea principal es que toda la carga positiva del átomo, y casi toda la masa, se concentra en un núcleo cargado positivamente, de dimensión muy inferior al radio atómico y situado en el centro de cada átomo, permaneciendo los electrones alrededor de él. Es decir, la mayor parte del átomo es espacio vacío, de modo

que solo las partículas α que en su trayectoria chocaban con el núcleo sufrían enormes desviaciones. Se estimó un radio nuclear del orden del fermi ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$), frente al orden del ángstrom ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$) para el radio atómico. Es popular la comparación: como una mosca en una gran catedral.

En el modelo nuclear, el núcleo, con carga eléctrica positiva, está rodeado por los electrones (cargas negativas), en número suficiente como para mantener el conjunto con la carga adecuada, según se trate de un átomo neutro (sin carga eléctrica) o de un ion (un átomo cargado, por poseer defecto o exceso de electrones respecto a la situación neutra). Los electrones no pueden ser concebidos en reposo, sino que, para contrarrestar la atracción eléctrica que el núcleo ejerce sobre ellos, han de moverse en órbitas dinámicamente estables alrededor de él, surgiendo una fuerza central, dirigida hacia el núcleo, según establece la mecánica. Pero el problema inmediato de este modelo era que la teoría electromagnética también establece que una carga que realiza un movimiento acelerado, como el descrito, debe emitir energía en forma de radiación electromagnética, de manera que los electrones irían perdiendo su energía, precipitándose sobre el núcleo: no puede justificar la estabilidad atómica observada, base de nuestra realidad. Además, esa radiación emitida por cada electrón en su orbitar alrededor del núcleo debería presentar un espectro continuo, con todas las frecuencias intermedias entre dos valores extremos presentes, predicción en flagrante desacuerdo con la existencia, bien estudiada ya en la época, de los variados y espectaculares espectros de líneas, característicos de cada elemento. Incluso admitiendo que, por algún mecanismo pendiente de establecer, el átomo consiguiese la estabilidad sin que los electrones en su movimiento irradiasen energía de una forma continua, resultó imposible justificar los espectros observados. Para ello, iba a ser necesario acometer una ruptura drástica con los supuestos clásicos.

El siguiente modelo atómico sería postulado en 1913 por Niels Bohr, enunciando unas primitivas reglas de cuantización, a la postre la única manera de iniciar el camino teórico hacia la completa justificación de los espectros atómicos observados.

CAPÍTULO 2

La nueva física: orígenes y desenlace

Terminaba el siglo XIX y una arrogante física estaba a punto de proclamar como culminada la cabal comprensión de la realidad natural y sus fenómenos. Pero se trataba solo de un exceso de ingenua soberbia científica, que se repetiría en el siglo XX respecto a la nueva física cuántica.

Se despedía el siglo XIX y el esfuerzo de un gran número de científicos había conseguido, tras una sucesión de éxitos y fracasos, hacer de la física una herramienta eficaz, capaz de explicar casi todos los fenómenos conocidos. Para ello contaba con magníficas teorías, entre ellas, la de las interacciones entre partículas de Newton, la del campo electromagnético de Maxwell, la termodinámica y la mecánica estadística. Su conjunción formaba parte a finales del siglo XIX del núcleo esencial de la física clásica, y había permitido realizar el gran sueño que comenzara muchos siglos atrás: la intuición por la inteligencia del orden subyacente al caos y el azar, considerados solo «aparentes» en la naturaleza. Incluso, yendo más allá, se había conseguido plasmar esa intuición en una ciencia: establecer un conjunto de leyes con expresión matemática, que permitían no solo dar cuenta de los fenómenos ya observados, sino también realizar predicciones, comprobables o refutables vía la experimentación y la observación.

El cosmos o universo ordenado parecía permitir su explicación recurriendo esencialmente a dos conceptos básicos: el de corpúsculo o partícula, requerido para la comprensión de los fenómenos en que intervienen cuerpos materiales que se despla-

zan, y el de onda, asociado con fenómenos como los acústicos y ópticos, en los que se transporta energía a través de oscilaciones (en un sustrato material o también en el vacío, como se estableció para las ondas electromagnéticas).

Perduraban, sin embargo, algunos desajustes entre las predicciones teóricas y las experiencias, que se fueron incrementando vertiginosamente al despuntar el siglo xx, cuando se descubrieron nuevos fenómenos. Para todos ellos se confiaba en dar pronta justificación teórica, en el marco clásico disponible. Entre los principales escollos pendientes de resolución para la física de la época, destacaban: los numerosos espectros de líneas atómicas conocidos; los recién descubiertos rayos X (Wilhelm Röntgen, 1895); la radiactividad (observada por Henri Becquerel en unas sales de uranio, 1896); el efecto fotoeléctrico (en el que la luz ultravioleta provoca la emisión de electrones desde la superficie de un cátodo metálico), y la relación de dependencia con la frecuencia de la radiación emitida por un *cuerpo negro*, un objeto ideal manejado en física que absorbe toda la energía en forma de radiación que incide sobre él (no tiene nada que ver con los agujeros negros de la astrofísica).

A continuación, vamos a describir brevemente algunos de estos casos, para los que los modelos teóricos desarrollados chocaban de forma flagrante con la evidencia empírica. Empezaremos por el último, el cuerpo negro, cuyo estudio sería precisamente el que propiciaría la irrupción en la historia del concepto de *cuantización* de la energía.

EN EL PRINCIPIO FUE LA DESESPERACIÓN

Sabemos que la superficie de cualquier cuerpo con temperatura por encima del cero absoluto emite energía en forma de radiación electromagnética, de forma que el correspondiente espectro es continuo, con una distribución espectral —el reparto de esa energía en función de las distintas frecuencias— que depende de la temperatura absoluta T . Con la denominación de «absoluta», se indica la temperatura medida en una escala que

comienza en el cero kelvin, 0 K, equivalente a $-273,16^\circ\text{C}$, donde K y $^\circ\text{C}$ simbolizan, respectivamente, kelvin (unidad del Sistema Internacional) y grados Celsius.

La emisión va acompañada de absorción: al incidir radiación sobre la superficie de un cuerpo, parte de ella se absorbe y parte se refleja. Suponiendo que no se producen fenómenos de transferencia de calor adicionales ni de conducción ni de convección, al alcanzarse el equilibrio térmico el cuerpo se mantiene a temperatura constante, emitiendo y absorbiendo la misma cantidad de energía radiante o radiación térmica por unidad de tiempo y superficie. En esas condiciones de equilibrio, Gustav Kirchhoff demostró que el cociente entre la energía radiante emitida y la fracción de la energía incidente absorbida constituye una función «universal», que es igual para todos los cuerpos, independientemente de su naturaleza, para cada temperatura T y frecuencia ν dadas.

En física, un cuerpo negro se define como un cuerpo ideal que absorbe toda la energía en forma de radiación electromagnética que incide sobre él, para toda frecuencia y a cualquier temperatura: no refleja nada. De este poder de absorción se deriva que un cuerpo negro a temperatura T constante emite radiación según la función universal que estableció Kirchhoff para todos los cuerpos en el equilibrio térmico, para cada T ; por ello, dicha función se denomina *radiancia espectral del cuerpo negro*. El Sol, por ejemplo, es un muy buen ejemplo natural (aproximado) de cuerpo negro, que radia conforme a esa función, para una temperatura de unos 5770 K, con un espectro que se muestra en la figura 1.

Es fácil realizar en el laboratorio un modelo experimental de cuerpo negro, mediante el denominado *espacio hueco de Kirchhoff*, representado en la figura 2: una cavidad o hueco vacío con paredes opacas a la radiación, de manera que esta no las puede atravesar, y que se mantienen a temperatura absoluta constante. Alcanzado el equilibrio térmico en el interior, basta realizar un pequeño orificio en la cavidad, tan pequeño como para poder considerar que la radiación que salga a través de ella hacia el exterior no perturba apreciablemente el equilibrio en su interior. Entonces, el modelo experimental así construido absorbe,

tras múltiples reflexiones en el interior de la cavidad, toda la radiación que incide sobre él a través del pequeño agujero en su pared. De modo que si analizamos la radiación emitida a través del orificio, podremos determinar esa función universal, la radiancia espectral del cuerpo negro, bien estudiada y conocida experimentalmente, en todo el rango de frecuencias, solo desde principios del siglo xx. Su forma se corresponde con la línea continua en la gráfica de la figura 1, con un máximo de emisión que se desplaza hacia menores longitudes de onda al aumentar la temperatura.

Los intentos teóricos por encontrar la forma de esa función cuajaron en varias fórmulas, entre ellas la de Wilhelm Wien de 1896, publicada cuando todavía faltaba información experimental en la zona de bajas frecuencias y que ajustaba de forma adecuada la zona conocida de altas frecuencias. Sin embargo, cuando se dispuso de más información experimental, se comprobó que fallaba a bajas frecuencias.

El caso es que, como demostraron John Strutt (lord Rayleigh) y James Jeans, la aplicación estricta de la física clásica, aunando la teoría del campo electromagnético y la mecánica estadística, llevaba a una fórmula teórica absurda para la radiancia espectral. En efecto, la fórmula clásica hacía depender la energía radiada de la frecuencia de una forma que la hacía crecer sin límite al aumentar la frecuencia. Es decir, que desembocaba en lo que se denominó la *catástrofe ultravioleta*: un valor infinito para la energía total radiada, algo descabellado. La ley clásica, expresada en la *fórmula de Rayleigh-Jeans*, solo predecía correctamente los resultados experimentales en la región de muy bajas frecuencias, a diferencia de la fórmula que obtuvo Wien (figura 3).

En 1900, Planck derivó una nueva fórmula que logró por fin ajustar perfectamente la curva experimental, en todo el rango de frecuencias. Planck explicó que el único modo en que había podido conseguirlo había sido recurriendo al «artificio de cálculo» de subdividir el continuo de energía en pequeños «elementos» de tamaño $E = h\nu$, una discretización requerida a efectos del cálculo combinatorio que desarrollaba en su modelo teórico. En esta fórmula para E , ν es la frecuencia y h es

FIG. 1

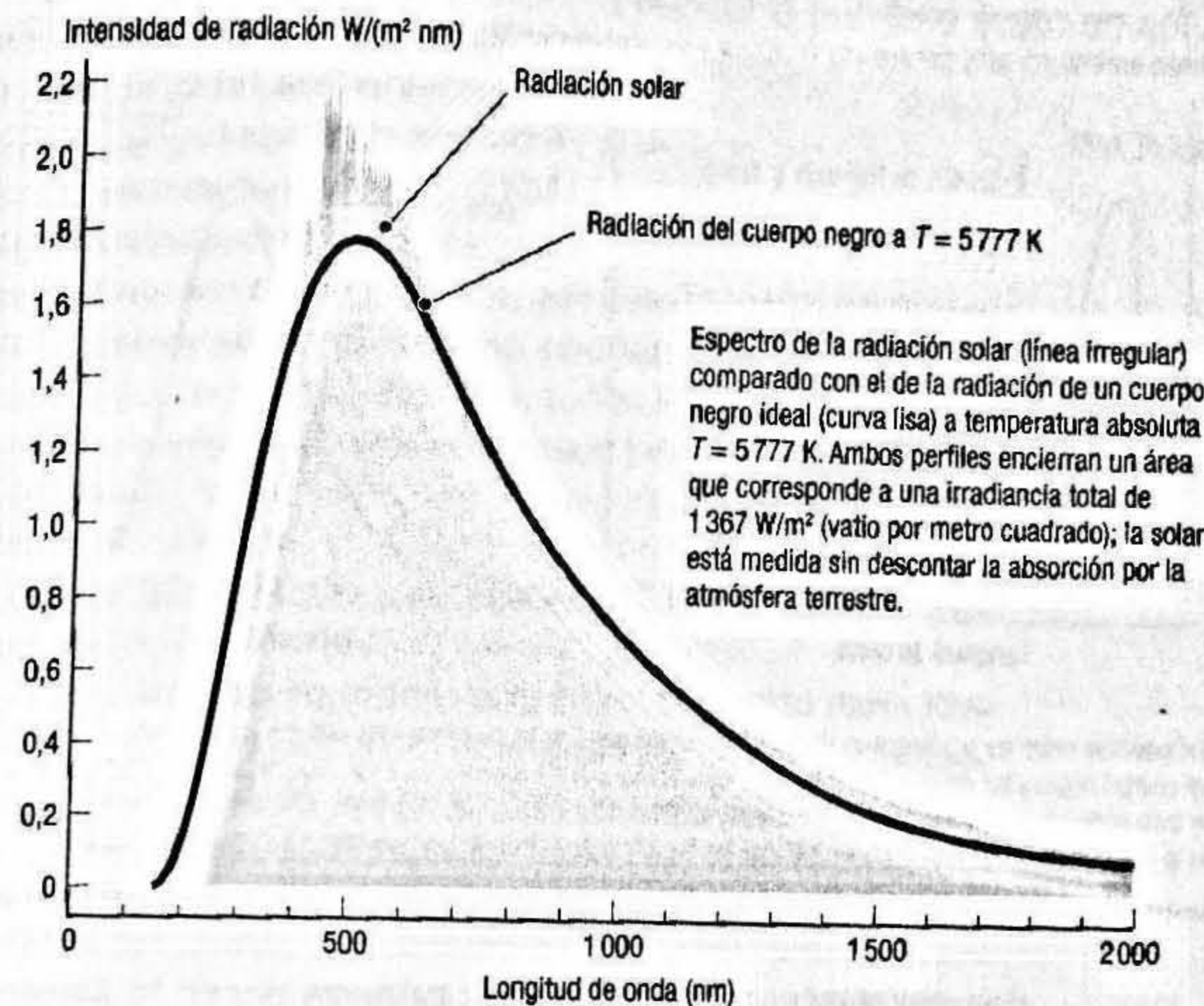
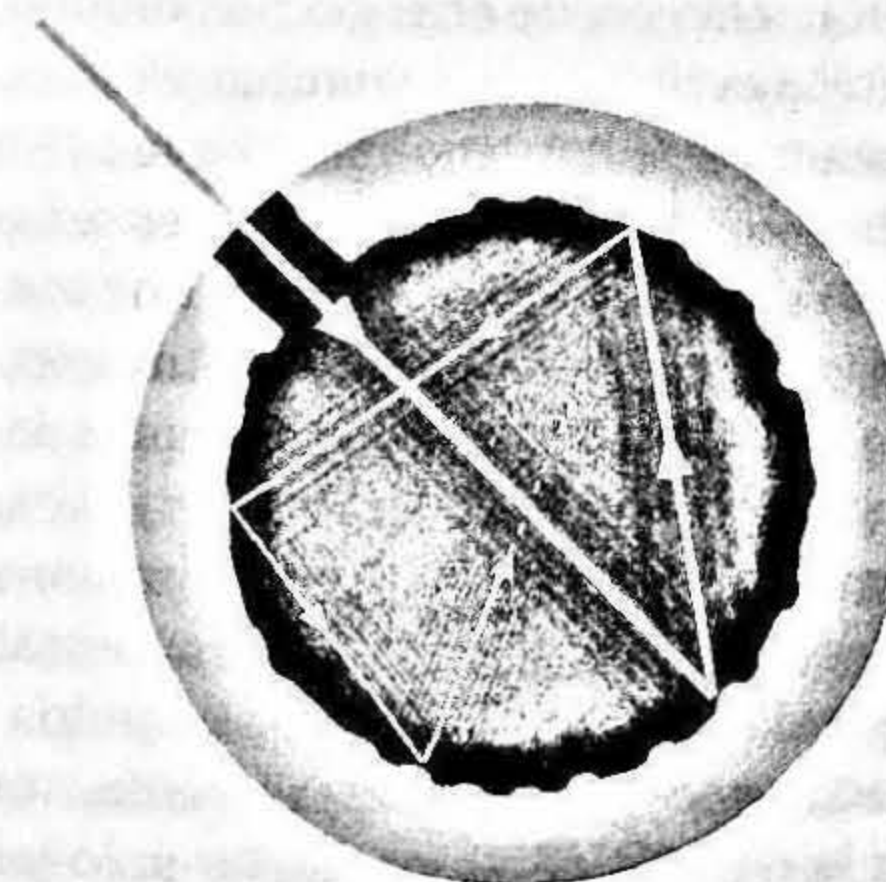
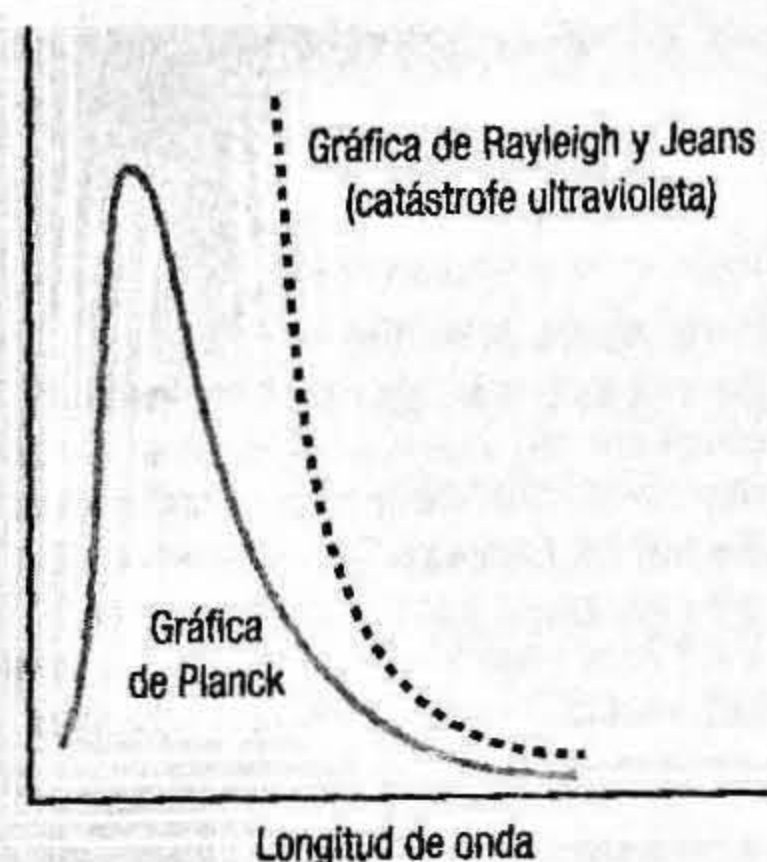
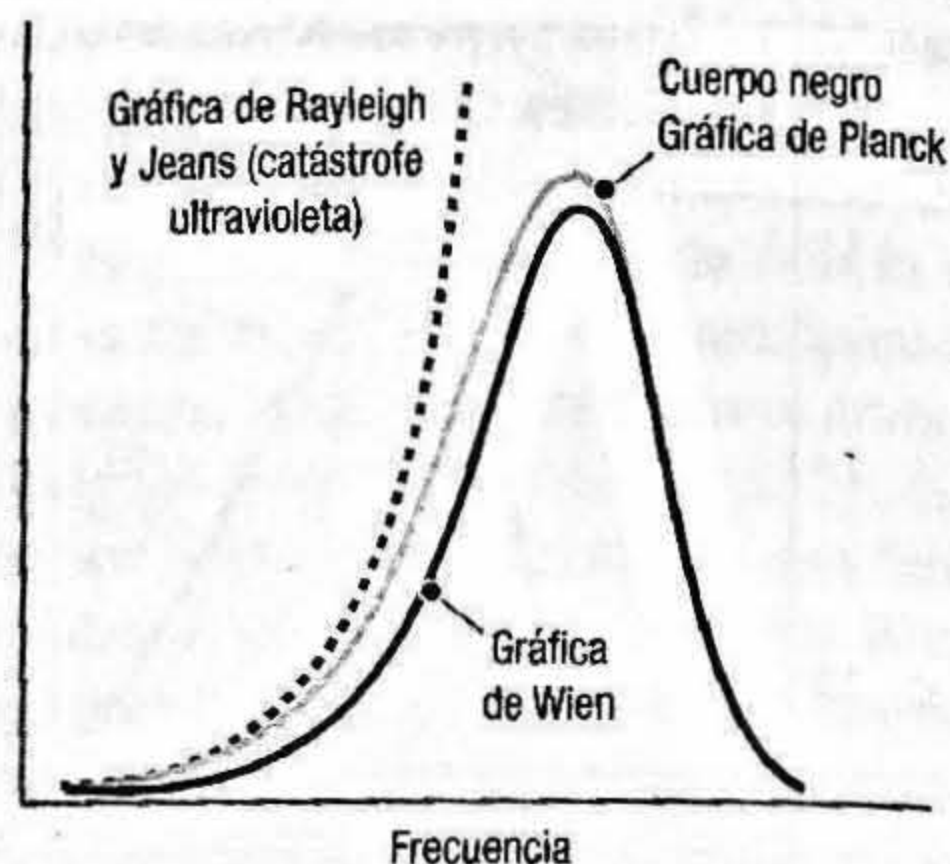


FIG. 2



Modelo experimental de cuerpo negro: la radiación que entra por el orificio incide sobre una zona de las paredes internas de la cavidad, siendo absorbida en parte. La fracción de radiación que se refleja vuelve a incidir sobre otro sitio, repitiéndose el proceso hasta que, después de muchas reflexiones, toda la energía incidente ha sido absorbida.

FIG. 3

Energía emitida por m² y por segundoEnergía emitida por m² y por segundo

Comparativa entre las predicciones de las distintas fórmulas teóricas citadas en el texto para la radiancia espectral del cuerpo negro y los datos experimentales; solo la fórmula de Planck ajusta los resultados experimentales en todo el rango de frecuencias. Se representa la intensidad emitida, en la gráfica de la izquierda, en términos de la longitud de onda, y en la de la derecha, en términos de la frecuencia (unidades de intensidad arbitrarias).

una constante, que aparecía por primera vez en la física y que se denominó a partir de entonces *constante de Planck*; tiene dimensiones de acción, esto es, de energía por tiempo, y su valor es $h = 6,626\,069 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ (julio por segundo). Planck la introdujo como una constante auxiliar, que intervenía al subdividir la energía en pequeños «elementos», suponiendo así que la energía no se intercambiaba de forma continua por los electrones de las paredes del cuerpo, asimilados a osciladores, sino como si estuviese «empaquetada» en pulsos de energía de valor $h\nu$.

Audazmente, autores como Paul Ehrenfest y Albert Einstein asumirían bien pronto la necesidad de elaborar una física que incorporara la discontinuidad de forma fundamental, una física en la que la energía de los vibradores considerados por Planck estuviera cuantizada no solo al ser intercambiada, sino en sí misma. Es decir, que la energía de un oscilador solo podría tomar los valores $E = N \cdot h\nu$, donde N es un número entero, y la frecuen-

cia de la radiación y h la constante de Planck. Esta hipótesis suponía una ruptura radical con la física clásica y constituyó el primer paso en un largo y fructífero camino hacia la discontinuidad: la cuantización de algunas de las principales magnitudes físicas, que dejarían de ser continuas para convertirse en discretas. O sea, que esas magnitudes físicas —como las energías atómicas— no podrían tomar, en algunos sistemas y bajo ciertas condiciones, todos los valores intermedios entre dos de los que sí les estuviesen permitidos.

Resumido brevemente, se puede describir lo que hice como un acto de desesperación.

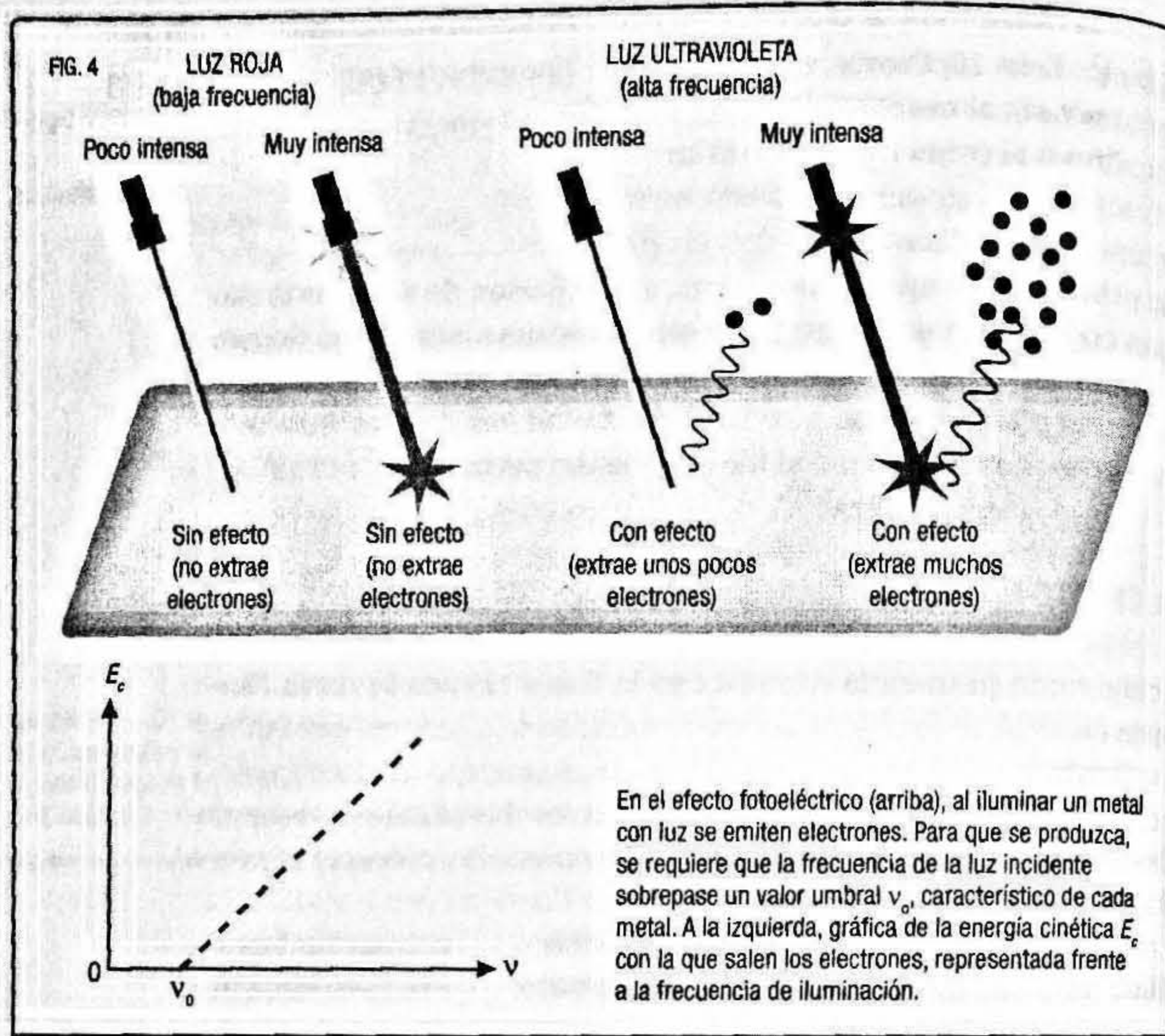
MAX PLANCK

EL EFECTO FOTOELÉCTRICO: NACE EL CUANTO DE LUZ

El siguiente paso en la ruptura con la física clásica lo daría Einstein en 1905, al extender la discontinuidad a la radiación misma, mediante la introducción del concepto de cuanto de luz (*Lichtquant*), más adelante denominado fotón. La revolucionaria y fundamental hipótesis la estableció en su explicación del efecto fotoeléctrico.

Heinrich Hertz había observado en 1899 que era más fácil producir una descarga eléctrica entre dos electrodos metálicos si uno de ellos se iluminaba con luz ultravioleta. Investigaciones posteriores demostraron que dicha luz provocaba la emisión de electrones desde la superficie metálica del cátodo (electrodo negativo), con energía suficiente para alcanzar el ánodo (electrodo positivo).

El análisis clásico del fenómeno no consiguió explicar todos los hechos experimentales observados, puesto que predecía, por ejemplo, que la energía cinética de los electrones expulsados debería ser proporcional a la intensidad de la luz incidente, aumentando con esta aunque la frecuencia de iluminación se mantuviese constante, algo que no ocurría (figura 4). Tampoco era capaz de justificar la aparición de una frecuencia umbral, específica para cada metal, por debajo de la cual no se producía el efecto, por mucho que se aumentase la intensidad incidente. Además,



debido a que la energía se supone en la teoría clásica uniformemente distribuida a lo largo de todo el frente de la onda electromagnética, para una luz débil, de poca intensidad, debería observarse un cierto retardo temporal en la emisión fotoeléctrica. En efecto, habría de transcurrir cierto tiempo para que culminase el proceso de absorción de la energía requerida por cada electrón para ser expulsado desde el material. Ese retardo temporal, con un orden de magnitud calculable en la teoría clásica y que permitiría su medida experimental, nunca se ha observado.

En 1905, Einstein publicó un artículo histórico titulado «Un punto de vista heurístico sobre la producción y transformación de la luz», en el que proponía:

Me parece que las observaciones sobre la radiación del cuerpo negro, la fluorescencia, la producción de rayos catódicos por luz ultravioleta y algunos otros fenómenos, concernientes a la producción o transformación de luz, se entenderían mejor si se supusiera que la energía de la luz está discontinuamente distribuida en el espacio. Según la asunción que aquí consideraré, en la propagación de un rayo de luz emitido por una fuente puntual, la energía no se distribuye continuamente sobre volúmenes crecientes del espacio, sino que se compone de un número finito de cuantos de energía localizados en puntos del espacio, que se mueven sin dividirse y que solo pueden ser absorbidos o emitidos como unidades completas.

Por esta explicación «heurística», expuesta con tanta precaución y con la que resolvería el efecto fotoeléctrico, recibiría el premio Nobel de Física en 1921. Aunque lo cierto es que, en su momento, más bien se usó este tema como pretexto, porque no hubo coraje para dárselo por su también revolucionaria teoría de la relatividad general, publicada en 1915.

La radiación es conceptualizada por Einstein, por tanto, como compuesta de paquetes indivisibles de energía, los cuantos de luz, hoy llamados fotones, que según su propuesta se desplazarían de forma localizada a velocidad c en el vacío. Para una frecuencia ν , la energía del cuanto de luz es $E = h\nu$, donde h es la constante de Planck.

La cuantización de la radiación en sí misma, la introducción del concepto de cuanto de luz, consiguió explicar toda la fenomenología conocida en aquel momento sobre el efecto fotoeléctrico, incluida esa presencia de una frecuencia característica para cada material por debajo de la cual no se producía el efecto, así como la ausencia de retardo observable en la emisión de los electrones desde el cátodo.

¿Cómo logró Einstein, a partir del cuanto de luz, explicar lo que resultaba imposible para el electromagnetismo clásico? Al suponer la energía de la radiación distribuida en «paquetes» de tamaño $h\nu$, concibió la interacción entre la luz iluminadora y los

electrones del metal como un proceso en el que cada electrón absorbía por completo exactamente un cuanto de luz (un fotón). El electrón iniciaría entonces un camino hacia la superficie del metal, abandonando finalmente este con una energía igual a la absorbida, $h\nu$, menos la gastada en ese recorrido. Los electrones expulsados con más energía serían, pues, los que ya estaban en la superficie del material, para los que Einstein planteó la fórmula $E_c = h\nu - h\nu_0$, que relaciona la energía cinética máxima de los electrones emitidos, E_c , la energía $h\nu$ de los cuantos de luz incidente y la frecuencia umbral observada ν_0 , por debajo de la cual no se produce el efecto. La frecuencia umbral ν_0 se obtiene como el cociente entre la función de trabajo, W_0 , característica de cada metal específico y definida como el trabajo mínimo necesario para arrancar un electrón desde su superficie, y la constante de Planck ($\nu_0 = W_0/h$). Si la luz empleada posee una frecuencia inferior a la frecuencia umbral, no se observará el efecto fotoeléctrico, es decir, no se expulsarán electrones, por mucho que se aumente la intensidad iluminadora, ya que ningún electrón podrá absorber un fotón y adquirir la energía suficiente para superar el potencial de extracción y abandonar el material del cátodo.

Quedaba justificado, pues, que la energía cinética máxima de los fotoelectrones no dependiera de la intensidad de la luz incidente y solo aumentase con su frecuencia: al tratarse de una interacción uno a uno, de cada fotoelectrón con un cuanto de luz, lo que importa es la frecuencia de este último, que es la que determina la energía absorbida, siendo indiferente si hay un mayor o menor número de ellos presentes, es decir, si la intensidad de la luz iluminadora es más o menos intensa. Lo crucial es que su frecuencia sea superior a la frecuencia umbral: por debajo, no se producirá el efecto fotoeléctrico. Lo que sí aumentará con la intensidad iluminadora, siempre que su frecuencia supere la frecuencia umbral, es el número de electrones expulsados, pues se producirán más sucesos de absorción. Respecto a la ausencia de retardo en la expulsión, se explicaba por el carácter localizado e indivisible del cuanto de luz.

Entre 1912 y 1916, tras haber determinado la masa del electrón con precisión aceptable, en su famoso experimento de la

gota de aceite, Robert Millikan comprobó en una serie de experimentos cómo la fórmula de Einstein, derivada a partir de la hipótesis del cuanto de luz, se ajustaba perfectamente a los datos experimentales: la energía de los electrones aumentaba de forma lineal con la frecuencia. Además, su trabajo le permitió publicar una de las primeras estimaciones del valor de la constante de Planck, h , puesto que se relaciona con la pendiente o inclinación de la recta en gráficas como la mostrada en la figura 4. El tipo de experiencias requeridas para medir los datos empíricos que permiten trazar estas rectas, para distintos metales e iluminaciones, eran muy difíciles de realizar. Por su esforzado trabajo, Millikan recibiría el premio Nobel de Física en 1923.

En realidad, hoy sabemos que el efecto fotoeléctrico puede ser más complejo; por ejemplo, cuando la intensidad de la luz iluminadora es muy elevada, puede ocurrir que un electrón absorba dos fotones, lo que equivaldría a estar iluminando con luz de frecuencia doble. En 1905, la explicación de Einstein justificaba todo lo observado hasta entonces, así que supuso un gran empujón hacia la aceptación de la discontinuidad fundamental de la radiación. Pero no olvidemos que los éxitos acumulados de la teoría electromagnética clásica eran sin duda apabullantes, de forma que la mayoría de los físicos se mostraron reacios a adoptar la nueva hipótesis. El mismo Niels Bohr, uno de los grandes fundadores de la mecánica cuántica, todavía al principio de la década de los veinte se mostraba muy reticente hacia la hipótesis del cuanto de luz. A partir de 1922, se consolidó su aceptación, que se hizo casi unánime cuando la serie de experimentos de difusión de rayos X dirigidos por Arthur Compton la mostró como indispensable para explicar el cambio que se producía en la longitud de onda de los rayos X tras colisionar con los electrones del blanco.

Los cuantos de luz o fotones, aunque en principio pudieran entenderse como una recuperación del modelo corpuscular, en detrimento del ondulatorio, en realidad constituyen el origen de una visión diferente y superadora de los dos modelos clásicos, una nueva física que los concebiría finalmente como modos de excitación de un campo cuántico.

EL MODELO ATÓMICO DE BOHR

En 1913, Bohr combinó el modelo nuclear de Rutherford y la hipótesis de cuantización de los estados de energía de algunos sistemas, sugerida por el trabajo de Planck sobre el cuerpo negro, alumbrando un nuevo modelo atómico capaz de explicar, por primera vez, el espectro de líneas observado experimentalmente para el átomo de hidrógeno.

Sus postulados, válidos en principio para átomos con un solo electrón, como el hidrógeno y la serie de iones He^+ , o helio que ha perdido un electrón; Li^{++} , o litio que ha perdido dos electrones; Be^{+++} ; etc., fueron:

- El electrón ligado en el átomo se mueve a lo largo de una órbita circular estable alrededor del núcleo, bajo la acción de la atracción eléctrica entre el electrón y la carga positiva confinada en el núcleo. En ese movimiento obedece las leyes de la mecánica clásica, de manera que posee una aceleración central, dirigida hacia el núcleo.
- De las infinitas órbitas posibles según la mecánica clásica, el electrón solo puede moverse a lo largo de las órbitas circulares en las que su momento angular orbital clásico L , definido como el producto de su cantidad de movimiento mv (su masa por su rapidez) por el radio r de la órbita, $L = mv \cdot r$, sea igual a un múltiplo entero de la constante de Planck reducida (que no es sino h dividida por el factor 2π , una cantidad que se suele representar en física con el símbolo \hbar y que también se denomina *constante de Dirac*). Matemáticamente, este postulado de cuantización del momento angular orbital se expresa por la fórmula $L = L_n = n\hbar$, donde n es un número entero positivo ($n = 1, 2, \dots$) denominado número cuántico principal. En la estela de Planck, el postulado rompe con la hipótesis clásica fundamental que considera el momento angular como una variable continua, es decir, como una magnitud que, dados dos valores posibles, también puede tomar todos los valores intermedios.

NIELS HENRIK DAVID BOHR: EL ÁTOMO CUANTIZADO

Este gran «padre fundador» de la mecánica cuántica nació en Copenhague, en 1885. Tras doctorarse en la Universidad de Copenhague en 1911, marchó a Gran Bretaña para ampliar estudios, colaborando primero con Joseph Thomson y luego con Ernest Rutherford, respectivos descubridores del electrón (como partícula de los rayos catódicos) y del núcleo atómico.

Una vida dedicada al átomo y su núcleo

En 1913, Bohr desarrolló su famoso modelo atómico, en el que los electrones orbitan en torno al núcleo, postulando que en ese movimiento en órbitas estables no emiten energía y el momento angular está cuantizado; las líneas espectrales se justificaron por la emisión de cuantos de luz (hoy llamados fotones) al producirse «saltos» de los electrones entre dos de esas órbitas estacionarias. De vuelta en Dinamarca, ayudó a crear el Instituto Nórdico de Física Teórica de Copenhague, que dirigió desde 1920 y desde donde lideró un grupo de físicos que contribuyó de forma decisiva al desarrollo de la nueva teoría cuántica, entre ellos Max Born, Werner Heisenberg, Pascual Jordan y Hendrik Kramers. En 1922 recibió el premio Nobel de Física por sus trabajos sobre la estructura atómica y la radiación. Durante la Segunda Guerra Mundial, Bohr trabajó en el Proyecto Manhattan de construcción de las primeras bombas nucleares. Después, en 1954, participó en la creación del CERN, la Organización Europea para la Investigación Nuclear, siendo su primer director.

La complementariedad: una filosofía para investigar la naturaleza

La complementariedad fue la filosofía que enmarcó su concepción de la reflexión científica; según ella, conceptos involucrados en la descripción de un sistema que son mutuamente excluyentes y que, por tanto, no pueden considerarse al mismo tiempo porque se incurriría en contradicción, deben, sin embargo, formar parte de forma necesaria de la descripción completa de un fenómeno. En física, la aplicó especialmente en el desarrollo de la denominada dualidad onda-corpúsculo, que todavía hoy perdura como forma de elaborar el relato descriptivo de algunos fenómenos cuánticos.

Niels Bohr (a la derecha) y Albert Einstein protagonizaron un intenso debate sobre sus ideas acerca de la interpretación de la nueva mecánica cuántica y, en general, sobre filosofía de la ciencia.



— En su movimiento alrededor del núcleo en cada una de las órbitas estacionarias $n = 1, 2, \dots$ permitidas, el electrón no emite radiación electromagnética, de manera que su energía permanece con un valor constante E_n . Este postulado rompe con la teoría electromagnética clásica, que establece que una carga acelerada siempre debe radiar energía.

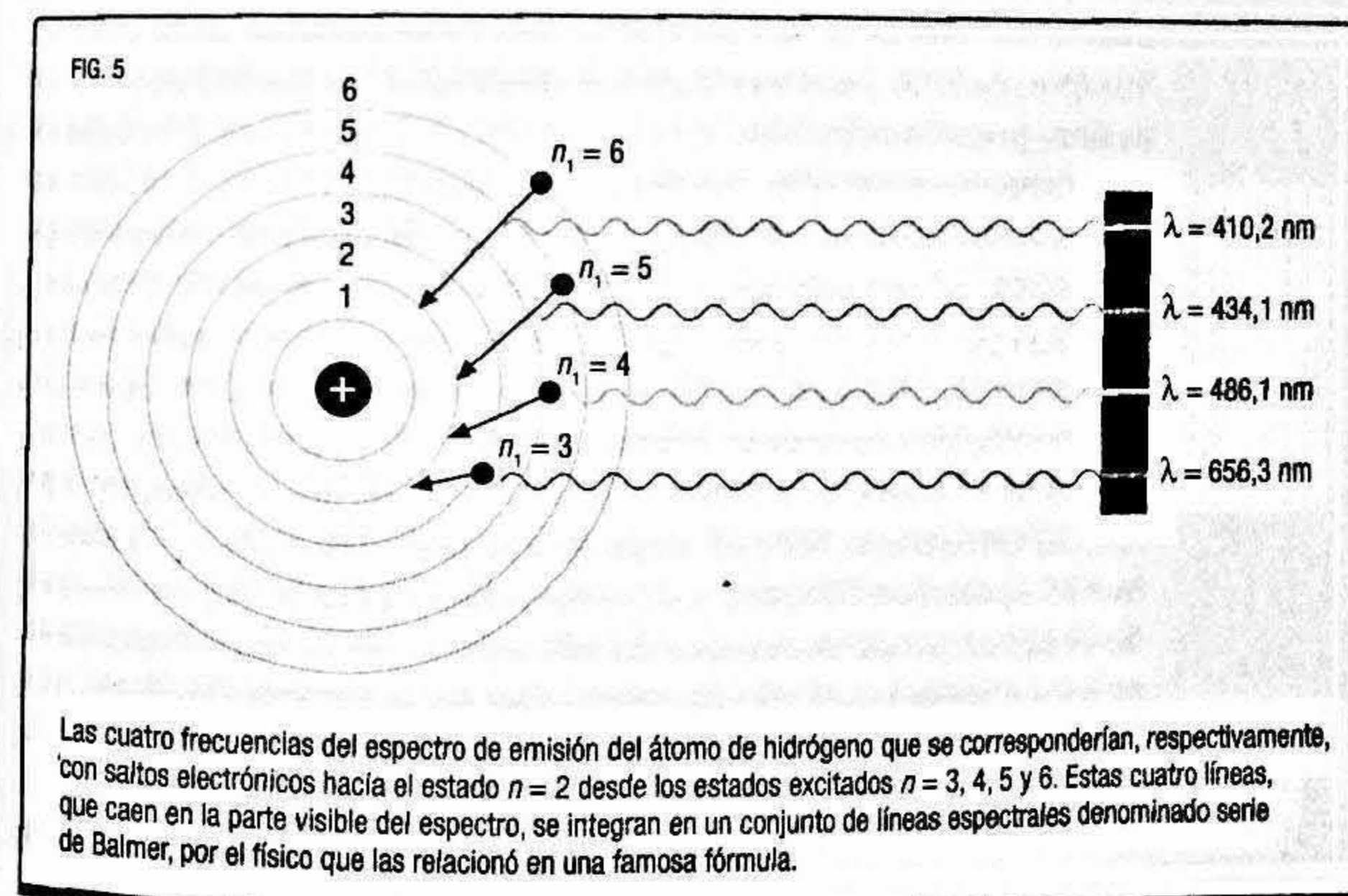
— El electrón emite o absorbe radiación electromagnética cuando realiza un «salto» entre dos órbitas o estados estacionarios permitidos, de modo que pasa de moverse en una donde su energía posee el valor constante inicial E_i a hacerlo en otra con valor constante final E_f . En ese proceso, por tanto, se produce un cambio brusco en su energía, que es postulado como discontinuo —el cambio se produce sin pasar por los valores intermedios— e instantáneo. La frecuencia ν de la radiación emitida (cuando E_f es menor que E_i) o absorbida (cuando E_f es mayor que E_i) viene dada por el cociente entre el valor absoluto de la diferencia en energía entre las dos órbitas involucradas (al mayor de los dos valores se le resta el menor) y la constante de Planck: $\nu = |E_f - E_i|/h$, fórmula conocida como *relación de frecuencia de Bohr*.

En definitiva: cuando un átomo de hidrógeno —un átomo monoeléctrico— se encuentra en su estado fundamental, o estado más bajo en energía que puede ocupar, el electrón ocupa la órbita más interna (número cuántico principal $n = 1$), que es la que se corresponde con su mayor proximidad al núcleo y menor energía. Cuando el sistema absorbe la energía precisa $|E_f - E_i|$ que lo separa de uno de los estados superiores en energía permitidos, el electrón realiza una transición o salto hacia ese estado excitado. Como el átomo únicamente puede ocupar una serie discreta de estados de energía permitidos, solo puede absorber «paquetes» de tamaños específicos de energía, cuya magnitud $|E_f - E_i|$ viene dada por la diferencia de energía entre los dos niveles que intervienen en el salto. El estado final del proceso puede ser o bien ligado, un átomo neutro con el electrón en una órbita

superior, o bien libre, cuando el sistema final es un ion H^+ y el átomo ha perdido su electrón. En este segundo caso, ese electrón libre ya no tiene su energía cuantizada.

Todo sistema físico tiende a situarse en el nivel de energía más bajo posible. Si el electrón, una vez excitado, se quedó en un estado final ligado, se inicia espontáneamente un proceso en que el electrón va «saltando» a estados intermedios, con energía cada vez menor, hasta conseguir el regreso del sistema atómico al estado fundamental (también puede dar un único salto directo hacia ese estado fundamental, caracterizado por el valor $n = 1$). En cada salto siempre va disminuyendo la energía del sistema y se emite radiación cuya frecuencia viene dada por la anterior relación de Bohr: $\nu = |E_f - E_i|/h$. La figura 5 ilustra estos procesos.

En 1885, Johann Balmer había encontrado una fórmula matemática sencilla que relacionaba las longitudes de onda de una serie de líneas del espectro visible del átomo de hidrógeno; desde entonces, fórmula y serie llevan su nombre. Un primer



gran éxito del modelo de Bohr fue que justificó esa fórmula, que había sido generalizada a otras zonas del espectro, y también lo fue que predijera rayas espectrales que no se observarían experimentalmente hasta años después de su publicación.

Los postulados de Bohr constituían una mezcla o combinación entre física clásica y cuántica, de forma que hoy a este modelo hay que denominarlo precuántico, perteneciente a la «vieja teoría de los cuantos». Como tal, hoy está superado y obsoleto, y la imagen del átomo que proporciona ha sido desterrada de la física, aunque perdura en muchas cabezas, obstinadas en manejar visualizaciones de horma cotidiana. En el momento de su publicación, sin embargo, fue considerado, con toda justicia, un enorme paso adelante. Porque lo era: por primera vez, se lograron justificar numéricamente los valores de las frecuencias presentes en los espectros de los átomos con un solo electrón, con una precisión aceptable.

Pero el modelo de Bohr poseía graves limitaciones, advertidas desde su publicación. Entre ellas puede señalarse, por ejemplo, que no se logró generalizar con éxito para átomos con más de un electrón, aunque hubo diversos intentos publicados. Tampoco sirvió para explicar los desdoblamientos de estructura fina, presentes incluso en el espectro del átomo de hidrógeno y consistentes en que, medidas con mayor precisión, algunas líneas resultaron en realidad estar compuestas por varias muy próximas; ni proporcionó un marco teórico capaz de realizar cálculos para las probabilidades de que se produzca una transición atómica. Aunque en 1916 Arnold Sommerfeld generalizaría el modelo, incorporando órbitas elípticas y correcciones relativistas, con lo que logró justificar algunos de los desdoblamientos de estructura fina, la vieja teoría cuántica había llegado a una situación de bloqueo y desesperación, ante la imposibilidad de realizar progresos teóricos eficientes. Se habían postulado graves excepciones al cumplimiento de las leyes clásicas, sin lograr desarrollar una nueva teoría, consistente y completa, que sustituyera al gran marco clásico y proporcionara justificación teórica cabal para todos los datos experimentales conocidos en su época.

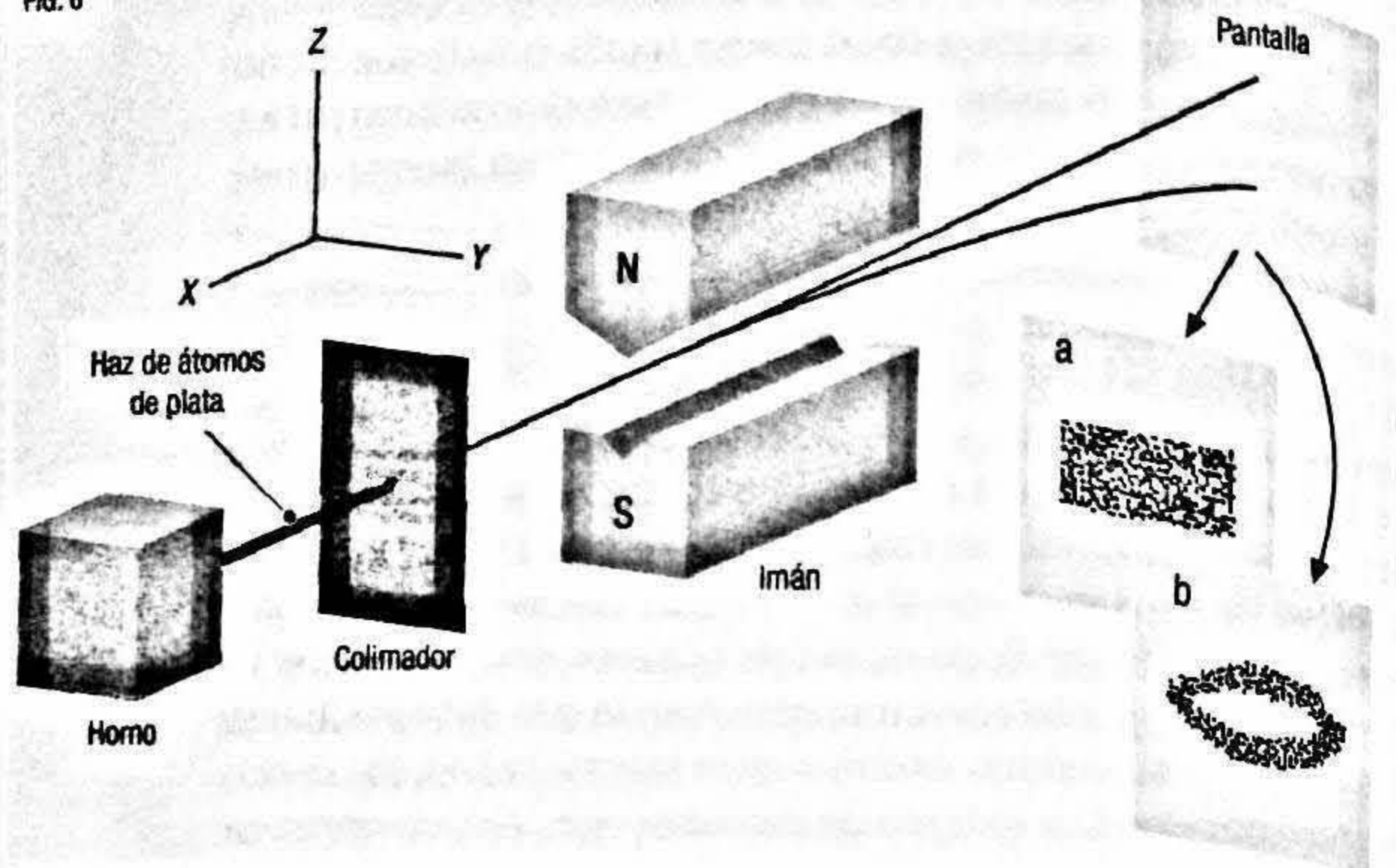
Todo ello motivaría que los viejos postulados y modelos precuánticos, como el del átomo de Bohr, acabaran desterrados de la física con el desarrollo de la nueva teoría cuántica, a partir de 1925, aunque se sigan usando como aproximación sencilla y herramienta de cálculo rápida, allí donde ofrecen buenos resultados numéricos para la precisión buscada.

EL ESPÍN: UNA MAGNITUD FÍSICA PURAMENTE CUÁNTICA

Un paso muy importante hacia el desarrollo de la nueva teoría se daría cuando, en 1922, un experimento realizado por Otto Stern y Walter Gerlach condujo al descubrimiento del *espín*, un momento angular sin análogo en la física clásica. Hicieron pasar un haz de átomos de plata por una región en la que se había aplicado un campo magnético exterior cuya intensidad no era uniforme, sino que crecía a lo largo de una dirección, elegida como eje Z de un sistema de referencia (un campo magnético homogéneo no hubiera ejercido fuerzas sobre las partículas que iban a manejar). Los átomos incidían según una dirección paralela al eje Y, como se ilustra en la figura 6, atravesaban la zona del campo magnético y chocaban finalmente sobre una pantalla.

Según la teoría electromagnética, las cargas en movimiento poseen una propiedad vectorial denominada *momento magnético*, que en la teoría clásica es proporcional a su momento angular; para un átomo depende, en general, de los electrones de valencia o electrones más externos. El efecto del campo magnético sobre cada átomo del haz incidente es desviarlo de su trayectoria rectilínea inicial, y la desviación o deflexión depende de la orientación específica que se le suponga a cada momento magnético respecto a la dirección vertical, según la cual varía el campo magnético aplicado (eje Z en la figura 6). Al entrar cada átomo de plata en la zona con campo magnético —entre los dos polos del imán—, su momento magnético estaría orientado al azar, siendo posibles según la teoría clásica todas las orientaciones. El campo magnético provocaría entonces que los átomos fueran desviados de un modo aleatorio, dependiendo el grado

FIG. 6



Experimento de Stern-Gerlach. A la derecha, pantalla con el resultado esperable según la teoría clásica (a) y con el resultado observado (b).

de deflexión a la salida del imán, para cada átomo particular, del ángulo inicial entre su correspondiente momento magnético (supuesto con orientación aleatoria) y el campo magnético. Por lo tanto, algunas partículas serían desviadas fuertemente, otras de manera más débil, etc., debiendo observarse en la correspondiente pantalla sobre la que acaban chocando una zona continua cubierta de impactos (predicción clásica).

Sin embargo, como se muestra en la figura 6, el resultado del experimento que registraron Stern y Gerlach fue otro: como si solo hubiera habido dos ángulos de deflexión. Es decir, que todas las partículas fueron desviadas bien hacia arriba, bien hacia abajo, repartiéndose por igual entre los dos grupos, dibujando por la simetría del problema una figura en forma de labios, sin que ningún átomo impactara en la zona central. El experimento sugería que los átomos de plata solo poseerían dos orientaciones particulares de su momento magnético res-

pecto al eje Z y, por tanto, de su momento angular, un resultado inexplicable no solo para la física clásica (que predecía una sola y amplia mancha continua), sino también para los modelos de cuantización primitivos, como el que había introducido Sommerfeld en 1916 generalizando el de Bohr. Estos modelos más refinados conducían a una predicción de resultados distinta a la clásica, pero tampoco acertaban con lo observado. En efecto: se introducían unas cuantizaciones para el momento angular orbital y su tercera componente según $L = l\hbar$ y $L_z = m\hbar$, donde el número cuántico l tomaba valores enteros o cero, $l = 0, +1, +2, \dots$; para cada valor suyo, el segundo número cuántico m podía tomar los valores $m = -l, -l+1, \dots, -1, 0, +1, \dots, +l-1, +l$. Conforme a estos modelos, debería observarse sobre la pantalla un número de manchas o zonas de localización de impactos compatible con un número impar $2l+1$ de posibilidades para las desviaciones de los átomos. Por ejemplo, se tendría un solo borrón central cuando los átomos estuviesen en un estado con momento orbital total nulo ($l=0$). Era incomprensible el porqué de esas dos únicas manchas en el experimento realizado.

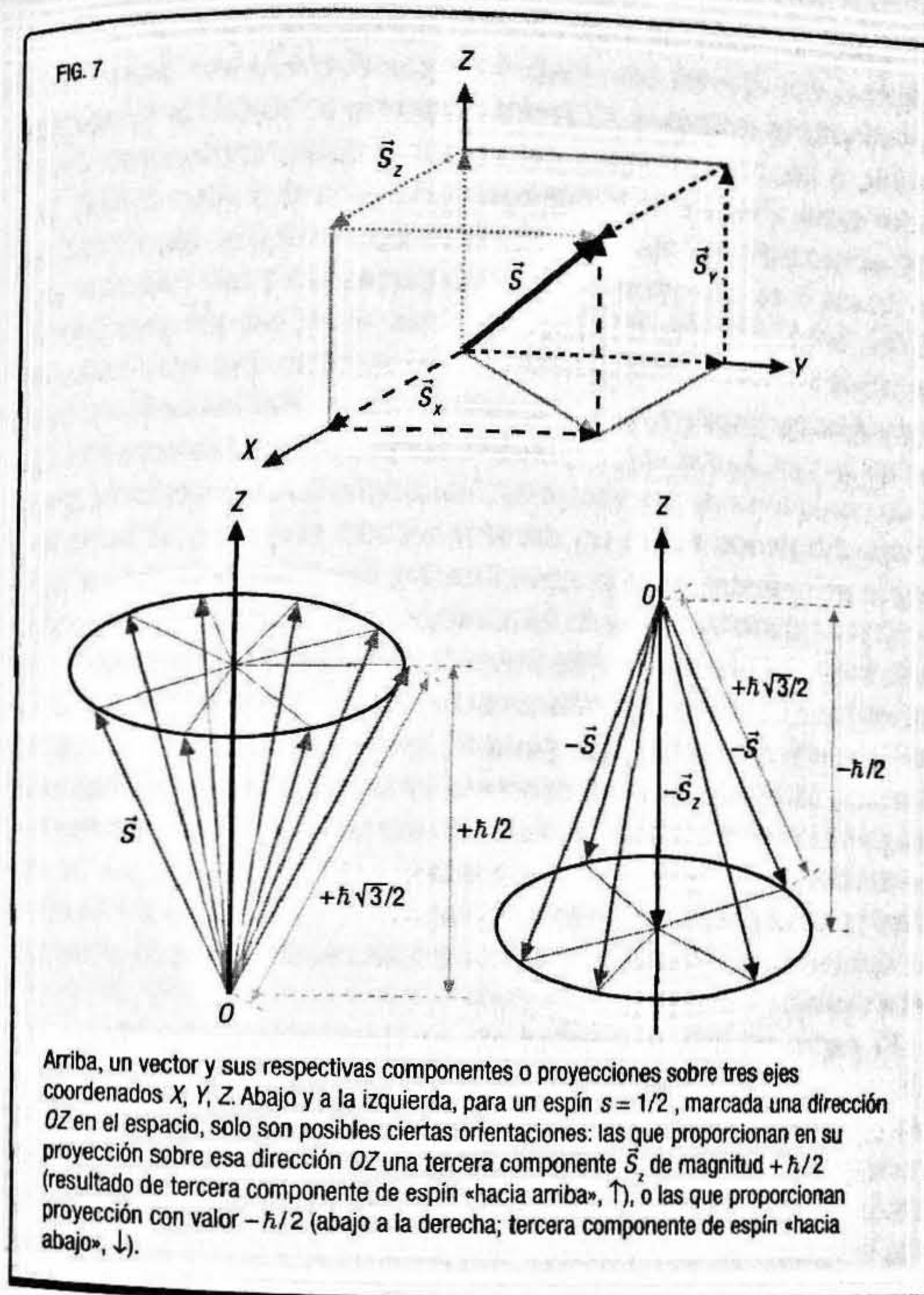
La justificación teórica completa del resultado hubo de esperar hasta 1925, cuando Ralph Kronig, Samuel Goudsmit y George Uhlenbeck postularon que los electrones poseen espín, un momento angular intrínseco (Kronig fue el primero al que se le ocurrió, pero no tuvo el valor de publicarlo, quizá porque Wolfgang Pauli lo desanimó). Un átomo de plata, además del correspondiente conjunto de electrones internos, posee un solo electrón más externo o de valencia, que en los modelos pre-cuánticos de la época del experimento se suponía que orbitaba en torno al núcleo del átomo y de las órbitas más internas de sus compañeros. Al incorporar al cálculo del momento angular total los espines de todos los electrones del átomo, añadiéndolos a sus momentos angulares orbitales, resultaba que el momento angular total del átomo, en su estado fundamental, dependía solo del espín del único electrón de valencia. Una vez introducida la adecuada cuantización de esta nueva magnitud física, ahora mediante unos números cuánticos que podían tomar valores

semiimpares, fue posible justificar el resultado experimental observado.

¿Qué es el espín? Un momento angular adicional al orbital, que es indispensable suponer que poseen las partículas, tanto las cargadas como las neutras, para poder explicar un inmenso conjunto de resultados experimentales. Conectado con esta nueva propiedad vectorial se introdujo el denominado *número cuántico de espín*, s ; las partículas para las que s es nulo o entero ($s = 0, 1, 2, 3, \dots$) se llaman *bosones*, mientras que las partículas para las que s toma valores semiimpares ($s = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$) se denominan *fermiones*. Mientras que las primeras pueden convivir sin límite de ocupación en un mismo estado cuántico, dos fermiones que posean todos los números cuánticos con los mismos valores no pueden ocupar el mismo estado (principio cuántico de exclusión, formulado por Pauli en 1925). En cualquier caso, para una partícula de espín s , el módulo del correspondiente vector \vec{S} tiene el valor $\hbar\sqrt{s(s+1)}$.

Consideremos de nuevo cada átomo de plata y su electrón de valencia, un fermión de espín $1/2$. La observación de solo dos tipos de desviaciones sobre la pantalla implicaba que el momento magnético de ese electrón de valencia —y, en consecuencia, su momento angular— únicamente podía orientarse, respecto a la dirección del espacio señalada por el campo magnético, de dos maneras. He aquí la primera evidencia experimental de un nuevo fenómeno de discontinuidad en la naturaleza, la denominada *cuantización espacial*: la magnitud vectorial momento angular solo tiene permitidas en el espacio, respecto a una dirección dada, las orientaciones compatibles con que su proyección sobre dicha dirección proporcione un número discreto de resultados. En particular, para un espín s ese número viene dado por $2s + 1$; por tanto, solo dos posibilidades para un espín $1/2$.

Veámoslo con una imagen (figura 7). Dado un vector en el espacio y una dirección cualquiera de este, que fijamos como eje de coordenadas Z , la proyección del espín \vec{S} sobre esa dirección, o vector \vec{S}_z de tercera componente de espín, está cuantizada: cuando la medimos, solo resultan ciertos valores dis-



cretos. Por ejemplo, sea el espín \vec{S} de un electrón, un vector que representamos como una flecha en la figura 7 y que, por ser $s = 1/2$, tiene una longitud entre extremos (módulo del vector) de valor $\hbar\sqrt{s(s+1)} = \hbar\sqrt{3}/2$. Su proyección sobre el eje OZ o tercera componente \vec{S}_z , solo ofrece dos resultados. Por

un lado, el vector de módulo $+\hbar/2$, dirigido según el sentido positivo del eje, un resultado que por convención se nombra como «hacia arriba» y se representa con el símbolo \uparrow ; corresponde a las orientaciones del vector \vec{S} coincidentes con cualquier generatriz de un cono con vértice en O y altura $\hbar/2$, sobre el semieje OZ positivo. En la imagen inferior izquierda de la figura 7 se muestran solo unas pocas de esas muchas posibles orientaciones de \vec{S} ; para todas ellas, su proyección \vec{S}_z coincide en magnitud con la altura de ese cono. Por otro lado, alternativamente, el valor $-\hbar/2$, denominado «hacia abajo» y simbolizado por \downarrow , que corresponde a las proyecciones sobre el eje Z de cualquiera de los vectores \vec{S} análogos a los anteriores pero ahora dibujados sobre un cono invertido respecto al anterior, según se muestra en la imagen inferior derecha de la figura 7.

El postulado de un espín electrónico cuantizado no solo logró justificar el experimento de Stern-Gerlach, además permitió explicar ciertos desdoblamientos adicionales observados en algunas líneas espectrales. Por ejemplo, los que constituyen el efecto Zeeman anómalo, que se produce al situar átomos en campos magnéticos débiles; también la «estructura fina» de las líneas espectrales, por la que algunas de ellas, miradas con mayor precisión, resultan estar compuestas por varias líneas muy juntas (un fenómeno cuya comprensión completa requiere espín y teoría relativista).

El espín es una propiedad sin análogo clásico, es decir, no hay correlato en física clásica; en ella, simplemente, no existe el concepto. Si lo ha leído alguna vez, olvídelo: el espín no tiene nada que ver con un momento angular de rotación de una partícula, aparte de compartir unidades (y de que *spin* significa en inglés «giro», pero, incluso si se concibiera el electrón como un corpúsculo o pequeña canica, imagen clásica hoy desterrada de la ciencia moderna, al suponerla girando, dado su tamaño, se involucrarían velocidades de rotación superiores a c , la velocidad de la luz en el vacío... ¡absurdo!). Su comprensión actual es matemática, en el contexto de la especializada disciplina denominada teoría de grupos, y existe en la naturaleza en conexión con la forma en que se deben comportar los estados cuánticos,

frente a determinadas transformaciones, para respetar la teoría de la relatividad. Por ello, emergió de forma natural e ineludible cuando Paul Dirac derivó para el electrón la ecuación relativista cuántica que lleva su nombre.

Algunos sostienen que cuando para un concepto, o para un fenómeno, la ciencia no puede ofrecer una «imagen» explicativa que pertenezca al mundo de lo observable directamente con nuestros sentidos, una «película» que nos ofrezca una narración en la continuidad del espacio-tiempo, entonces es que no lo hemos entendido. ¿Es este el caso del espín? Al emerger en la abstracta matemática, sin que sea posible acompañar el concepto de una explicación satisfactoria no matemática en cualquier lengua natural, o con alguna analogía clásica, del mundo macroscópico, ¿significa que debemos declararlo raro o incomprensible? Pero ¿no son acaso las matemáticas, desde el siglo XVII, el lenguaje aceptado como único posible para la cabal comprensión de la naturaleza? El espín existe, lo sabemos porque se manifiesta en fenómenos como el experimento de Stern-Gerlach, y lo «comprendemos» porque hemos sido capaces de desarrollar para ello el lenguaje matemático indispensable, que tiende el puente entre el concepto y su aplicación satisfactoria al fenómeno.

Por supuesto, siempre hubo, hay, y probablemente seguirá habiendo, científicos insatisfechos con esa ausencia de «visualización» y ese carácter primordialmente abstracto con que la física cuántica se acabó configurando (algunos tan importantes como Erwin Schrödinger). Por ejemplo, nunca han faltado intentos por tratar de explicar clásicamente el espín, pero ninguno ha logrado tener éxito. Dicho todo lo anterior, no crea el lector que el espín es un arcano solo al alcance de los científicos y sus sofisticados laboratorios: si alguna vez ha sido sometido, por ejemplo, a una resonancia magnética, básicamente le han trazado un mapa de los espines de sus partículas constituyentes (en realidad, de sus momentos magnéticos).

Hoy sabemos que el mundo objetivo de la ciencia del siglo XIX no era toda la realidad, sino solo un caso límite ideal.

NIELS BOHR

LA NATURALEZA ONDULATORIA DE LOS CORPÚSCULOS

En 1924, Louis-Victor de Broglie presentó su tesis doctoral, en la que estableció la naturaleza ondulatoria de la materia. Su hipótesis fue que, puesto que la idea básica tras el cuanto de luz era la imposibilidad de considerar «una porción aislada de energía» sin asignarle una frecuencia ν (en referencia a la relación de Einstein, $E = h\nu$), entonces las partículas materiales, también «porciones aisladas de energía», deberían ser tratadas análogamente, asociándoles una longitud de onda λ , dada por la fórmula $\lambda = h/p$, la relación de De Broglie, donde p representa la magnitud (módulo del vector) del momento lineal de la partícula, $p = mv$ (masa por rapidez). En otras palabras: las partículas materiales se asocian con lo que se denominó una *onda de materia* (¡«son» ondas, que no es lo mismo que decir que vibran!). Para hacernos una idea del orden de las magnitudes involucradas, si al electrón en el estado fundamental del átomo de hidrógeno le corresponde una longitud de onda $\lambda = 3,3 \cdot 10^{-10}$ m, a un objeto macroscópico como una pelota de 100 gramos, moviéndose con una rapidez de 20 m/s, le corresponde una $\lambda = 3,3 \cdot 10^{-34}$ m.

En la tesis, entre otros resultados, se establecía una correspondencia entre cada magnitud de la mecánica y de la óptica geométrica; por ejemplo, entre la trayectoria de una partícula y el rayo de luz. Además, se realizaba un estudio de las condiciones cuánticas de estabilidad de las órbitas electrónicas en los átomos, que De Broglie formuló como la condición que igualaba la longitud de cada órbita circular a un múltiplo entero de longitudes de onda asociadas: $2\pi \cdot r = n \cdot \lambda$. Durante la lectura de su tesis, respondiendo a las preguntas de un miembro del tribunal, afirmó que su hipótesis de las ondas de materia podría probarse mediante la observación de un fenómeno de difracción de electrones por cristales. Y, en efecto, como demostración fascinante de la naturaleza ondulatoria de los corpúsculos materiales —objetos con masa en reposo no nula—, estas experiencias serían realizadas en 1927 por dos equipos independientes, uno dirigido por Clinton Davisson y Lester Germer, y otro por George Thomson, observándose en ambos lo predicho por De Broglie (y, ade-

más, ¡con una longitud de onda medida para los electrones en excelente acuerdo con su fórmula!). En 1929, comprobada su hipótesis, De Broglie recibiría el premio Nobel.

1925: LOS NUEVOS FORMALISMOS CUÁNTICOS

En 1925, Werner Heisenberg publicó un artículo pionero titulado «Sobre la interpretación cuántica de las relaciones cinemáticas y dinámicas», que contiene la primera teoría consistente de los fenómenos cuánticos, por la que recibiría el premio Nobel en 1932. El principio guía que adoptó el autor fue eliminar de la teoría toda magnitud que no fuera medible, en la estela de lo que Einstein había hecho al expulsar de la física el espacio y el tiempo absolutos, por ser inobservables.

Por ejemplo: para un electrón atómico, que en los modelos atómicos «planetarios» de la época se suponía que se movía en una órbita alrededor del núcleo, no se podía disponer de resultados experimentales, esto es, de medidas, ni de su posición en el espacio en cada instante ni de su correspondiente velocidad. La principal información real obtenida sobre los átomos era la encerrada en la colección de frecuencias e intensidades de la radiación que emiten o absorben, que los espectroscopistas habían ido reuniendo. De modo que se necesitaba un cambio en el lenguaje matemático adoptado, una transformación hacia nuevas expresiones para las leyes de movimiento, en sustitución de las tradicionales de la mecánica clásica. Las nuevas fórmulas deberían involucrar solo magnitudes determinadas experimentalmente, es decir, la frecuencia y la amplitud de las transiciones atómicas. Estas dos variables se relacionan con los estados estacionarios de energía inicial y final en cada transición, cuyas energías son las únicas que intervienen a la hora de determinar las magnitudes medidas, sin que se disponga experimentalmente de información alguna sobre unos supuestos estados intermedios.

Tras un laborioso desarrollo, Heisenberg logró la traducción de las expresiones clásicas a un nuevo «lenguaje cuántico», en el que el papel de las coordenadas del electrón era asumido por

un conjunto de parámetros, asociados con dos estados estacionarios del átomo y que proporcionaban una medida de la probabilidad de transición entre ellos. Se basó para ello en el análisis armónico, una parte de las matemáticas que, bajo ciertas condiciones, representa una función como superposición de ondas básicas.

A ese primer artículo le siguieron otros, en colaboración con Max Born y Pascual Jordan, todos ellos de una gran complejidad y de muy difícil lectura, incluso para sus colegas coetáneos. La dificultad aparecía, entre otras razones, porque en ellos se manejaban enormes bloques de números sujetos a un álgebra no conmutativa, laboriosamente ejecutada y difícil de seguir, en la que el resultado de un producto dependía del orden de los factores. Los bloques eran matrices, elementos de una parte de la matemática entonces no muy popular, algo que pasó inadvertido al principio al propio Heisenberg, siendo Born el que identificó las enormes tablas de números como matrices.

Solo un año después, en 1926, Pauli aplicaba el nuevo formalismo matricial para justificar el espectro de emisión del átomo de hidrógeno, con unos resultados que reproducían los del modelo de Bohr. Pero no se limitó a eso; además, demostró que permitía explicar los efectos observados cuando se situaba al átomo en presencia de campos eléctricos y magnéticos, un problema sin solución hasta ese momento y que consolidó la nueva mecánica matricial como una teoría válida y un sólido avance teórico para el estudio de los fenómenos atómicos.

Pese a que el formalismo matricial se adelantó históricamente al ondulatorio, el segundo, desarrollado por Schrödinger, sería el que acabaría imponiéndose como el más usado en la comunidad científica. Schrödinger se había familiarizado en la Universidad de Viena con las ecuaciones de onda y los problemas matemáticos relacionados, de forma que en 1926 fue capaz de desarrollar una segunda versión del formalismo cuántico, la denominada mecánica ondulatoria, que publicó a lo largo de ese año en cuatro famosos artículos. La serie culminó con la obtención de la «ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo», una ecuación de ondas cuya protagonista principal es la *función*

de onda, convencionalmente representada con la letra griega Ψ (psi). La ecuación, un histórico logro científico, tiene la siguiente expresión para una partícula material de masa m moviéndose en el seno de una energía potencial V :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\vec{r}, t) \right] \Psi(\vec{r}, t),$$

donde i es la unidad imaginaria, o número complejo que elevado al cuadrado proporciona el valor -1 ; \hbar es la constante de Dirac, igual a la de Planck dividida por el factor 2π ; ∇^2 es el operador laplaciano, que involucra las derivadas respecto a las coordenadas espaciales de la función sobre la que se aplica y $\partial/\partial t$ representa una derivada respecto al tiempo t .

La ecuación de Schrödinger es una ecuación de tipo diferencial, lo que significa que incluye las derivadas de la función Ψ , es decir, las operaciones matemáticas que proporcionan su variación respecto a la posición y el tiempo. Determina la evolución temporal de Ψ , también denominada *función amplitud de probabilidad*, y merece ser admirada en sí misma, incluso aunque no se alcance su comprensión físico-matemática profunda. Constituye un monumental hito científico, pleno de la belleza que el gran físico Dirac, otro de los grandes fundadores de la mecánica cuántica, requería para toda ley física.

El formalismo de Schrödinger, enfrentado inicialmente al matricial, ganó pronto mayor aceptación, por una poderosa razón: al hacer uso de una ecuación diferencial de ondas, la matemática involucrada era mucho más sencilla de manejar para la inmensa mayoría de los investigadores. De forma que Schrödinger acabó liderando, en un principio, la marcha hacia la nueva física. Ello no dejó de fastidiar a los «rivales matriciales», sobre todo cuando, de haber andado un poco más ágiles, o haber hecho más caso al gran matemático David Hilbert, es probable que hubieran podido publicar en primer lugar la famosa ecuación de ondas que hoy lleva el nombre de Schrödinger. Y es que, en palabras de Edward Condon recogidas por Max Jammer:

Hilbert se rio mucho de Born y Heisenberg porque, cuando descubrieron la mecánica de matrices, se encontraron con el mismo tipo de dificultades que, por supuesto, todo el mundo encuentra al manipular y tratar de resolver problemas con matrices [infinitas]. Cuando fueron a pedir ayuda a Hilbert, este les [...] sugirió que si encontraban la ecuación diferencial que originaba esas matrices, probablemente obtendrían más información. Heisenberg y Born pensaron que era un comentario para salir del paso [...]. Así que más tarde Hilbert se divirtió mucho, indicándoles que podían haber descubierto la mecánica ondulatoria de Schrödinger seis meses antes que este, si le hubieran hecho caso.

La ecuación de Schrödinger es un postulado de la teoría cuántica: no hay demostración para ella, simplemente rige de una forma determinista la evolución de los sistemas físicos no relativistas, en ausencia de interacciones, y rige bien (su generalización relativista la realizaría en 1928 Dirac, de cuya ecuación para el electrón surge de forma natural el espín). La ecuación, pues, solo se justifica porque predice de una forma correcta, exhaustivamente confirmada, esa evolución, es decir, cómo cambia en el devenir temporal la información que se puede obtener por experimentación sobre un sistema físico (no relativista). La ecuación, en definitiva, hace desaparecer la clásica pregunta «¿onda o corpúsculo?», sustituyéndola por una respuesta: Ψ .

En los artículos de Schrödinger, este consideraba:

Se puede, por tanto, intentar asociar la función Ψ con un proceso vibratorio en el átomo, proceso posiblemente más real que las órbitas electrónicas, cuya existencia está siendo muy cuestionada actualmente [...] No hace falta decir cuánto más agradable sería concebir una transición cuántica como un intercambio de energía de un modo de vibración a otro, que considerarla como un salto de electrones.

Esta cita advierte de lo que va a constituir un enfrentamiento entre dos maneras de interpretar el nuevo formalismo cuántico.

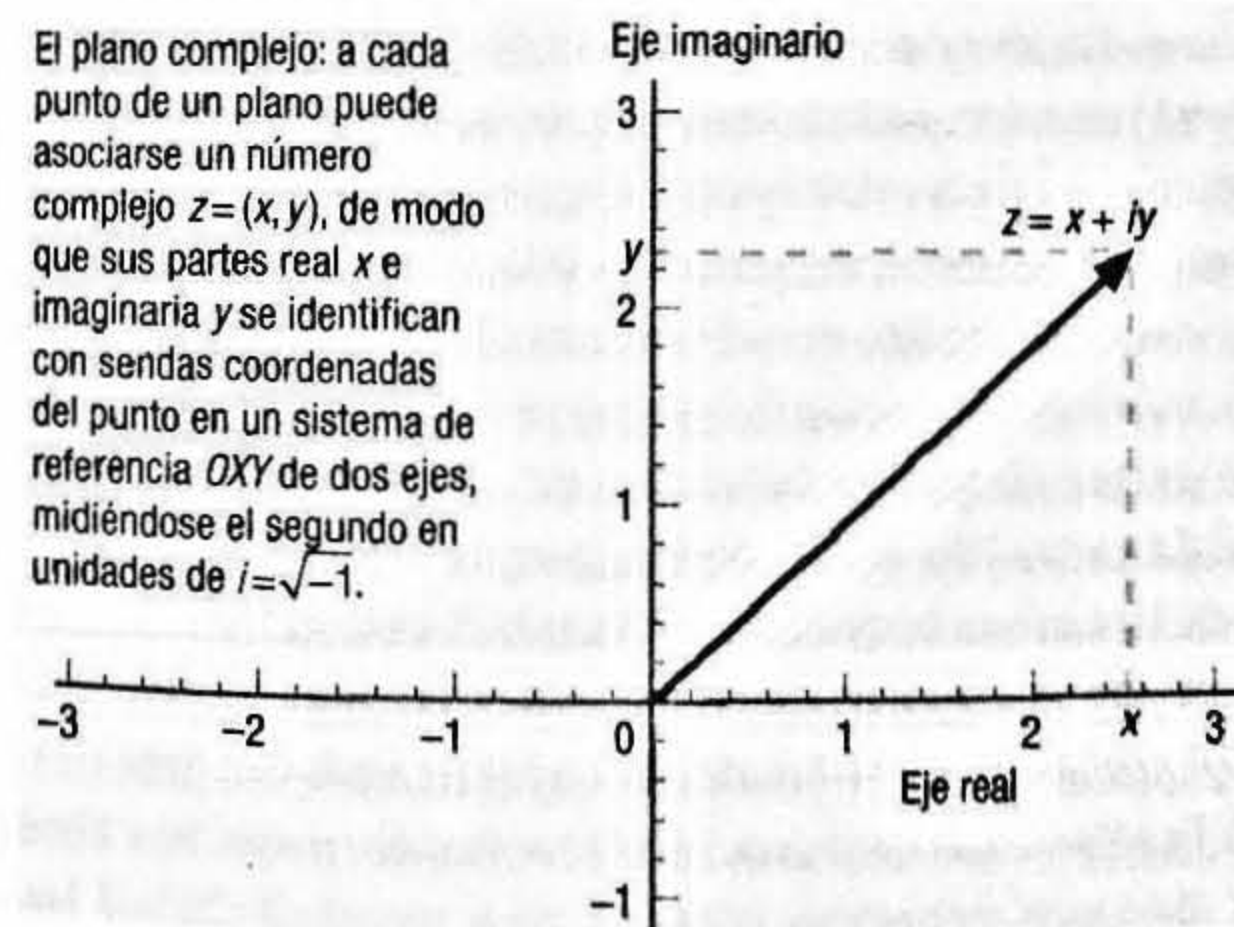
LA FUNCIÓN DE ONDA Ψ TOMA VALORES QUE SON NÚMEROS COMPLEJOS

Los valores de las magnitudes físicas se cuantifican mediante números reales, en sentido matemático, que son los números usuales que manejamos en nuestro día a día y que pueden ponerse en correspondencia con los puntos sobre una recta. Por ejemplo, para cuantificar magnitudes escalares, como la temperatura o la masa, se requiere un solo número real; para cuantificar una magnitud vectorial, como la velocidad, la aceleración o la fuerza, se requieren tres números reales. En matemáticas, además, se manejan otro tipo de números, los números complejos, que requieren para su especificación dos números reales, dados en un orden concreto. Así, un número complejo z se identifica con un par ordenado (x, y) , donde x e y son números reales, denominados respectivamente parte real de z , $x = \text{Re}\{z\}$, y parte imaginaria, $y = \text{Im}\{z\}$. Para cada número complejo z , se define su módulo como el número real positivo $|z| = +\sqrt{x^2 + y^2}$. Dicho esto, está claro que un número real puede considerarse como un caso particular de número complejo: uno que carece de parte imaginaria (es nula).

La unidad imaginaria es un número complejo con parte real nula

Por la razón anterior, el significado de un número complejo puede asimilarse al de un vector en un plano bidimensional. Pero lo característico es que la segunda componente, la parte imaginaria y , refiere a una coordenada en un sistema de referencia OXY en el que el eje Y se mide en unidades i , donde esta letra simboliza la denominada «unidad imaginaria» o raíz cuadrada del entero negativo -1 : $i = \sqrt{-1}$, es decir, $i^2 = i \cdot i = -1$. En términos de la unidad imaginaria, $i = (0, 1)$, otra expresión usual para un número complejo $z = (x, y)$ es la equivalente $z = x + iy$. Los números complejos no cuantifican magnitudes físicas o medibles en nuestro mundo natural.

El plano complejo: a cada punto de un plano puede asociarse un número complejo $z = (x, y)$, de modo que sus partes real x e imaginaria y se identifican con sendas coordenadas del punto en un sistema de referencia OXY de dos ejes, midiéndose el segundo en unidades de $i = \sqrt{-1}$.



Como veremos, resultarán imprescindibles para la nueva mecánica cuántica, puesto que la función de onda Ψ , esencial en ella, va a ser una función matemática compleja: que tomará valores complejos. El hecho de que la función de onda sea compleja nos indica que Ψ no es una magnitud física; es decir: no es medible.

La mecánica cuántica: una gran dama que no ha cambiado sus principios en más de medio siglo.

FRANCK LALÔE, 1985

Por una parte, Schrödinger pretendía deshacerse de las reglas de cuantización para recuperar lo que para él era esencial: la continuidad. Su trabajo se concentró en desarrollar una teoría cuántica que fuese una «mecánica de ondas» real. En otras palabras, concebía una realidad constituida por ondas, en la que las

partículas se identificasen con ondas de materia y la cuantización, por la que algunas importantes magnitudes físicas habían dejado de ser continuas para tener permitidos solo una serie de valores discretos, se explicase como consecuencia de un fenómeno

ondulatorio. En su concepción original, sería posible una analogía con lo que sucede para la onda en una cuerda que sacudimos mientras mantenemos atados sus dos extremos: se seleccionan las únicas frecuencias discretas posibles para las vibraciones. En consecuencia, negó los niveles de energía discretos y los saltos cuánticos, considerándolos como sinsentidos de los que se debía prescindir. En la concepción perseguida por Schrödinger, cuando un átomo realiza una transición entre dos estados, la radiación no es producto de una variación brusca de la energía (el «salto cuántico», con la subsiguiente emisión de un cuanto de luz), sino el resultado de la excitación simultánea de dos vibraciones, cuyas interferencias dan lugar a la emisión de ondas electromagnéticas. Un ambicioso programa de investigación que fracasó estrepitosamente, apartando a Schrödinger, contra todo pronóstico, del liderazgo en el futuro desarrollo de la teoría cuántica.

Por otra parte, el grupo liderado en gran medida por Bohr, quien se había radicado en Copenhague, insistía en destacar los conceptos de corpúsculo y discontinuidad como fundamentales e irrenunciables para la nueva física. Se optó por un tratamiento algebraico y por el abandono de la exigencia —imprescindible para Schrödinger— de que las explicaciones para los fenómenos físicos siempre deberían ofrecer una inteligibilidad basada en analogías clásicas, que la mente humana pudiera visualizar en una secuencia espacio-temporal continua. A la postre, el grupo

de científicos que rompió con esta importante tradición epistemológica llevaría a cabo el siguiente paso de gigante en la historia de la ciencia.

En cualquier caso, desde el punto de vista matemático, ambas formas de presentación del formalismo cuántico, matricial y ondulatorio, son por completo equivalentes, como Dirac estableciera de modo clarificador en 1927, desarrollando él mismo una tercera alternativa formal, distinta pero también equivalente a las dos ya conocidas. La versión matemática definitiva del formalismo cuántico se consolidó en 1932, cuando John von Neumann estableció el marco estándar para la nueva mecánica, la teoría matemática del espacio de Hilbert, en un histórico libro que fue traducido en 1949 del alemán al español (por cierto, antes que al inglés): *Fundamentos matemáticos de la mecánica cuántica*, publicado por el Instituto Jorge Juan de Matemáticas, del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC).

El formalismo consagrado introduce un espacio matemático abstracto, el *espacio de Hilbert*, cuyos elementos pueden representarse por funciones Ψ que toman valores complejos y describen los estados de los sistemas físicos, constituyendo la herramienta teórica fundamental que encierra toda la información física extraíble de ellos por la adecuada experimentación. Las funciones de onda se transforman, en general, por la acción de operadores matemáticos determinados, y su evolución temporal se rige también por la acción específica de algunos de ellos. Otros operadores representarán las magnitudes físicas, usualmente denominadas en la teoría como *observables*, con la peculiaridad de que sus medidas ofrecerán resultados que pueden depender del orden y contexto experimental específico en que se realicen. Para poder representar una magnitud física u observable, un operador deberá cumplir determinados requisitos matemáticos, que garanticen que la información que se extrae a partir de su acción sobre las funciones de onda preserva el valor real de los resultados de las correspondientes medidas experimentales.

Realidad probabilística: azar e indeterminismo

La formulación de las relaciones de indeterminación constituyó un hito fundamental en el desarrollo de la teoría cuántica: consecuencia matemática del formalismo, reinstauraron el azar como parte rectora del mundo. La complementariedad de Niels Bohr, en cambio, es una adición interpretativa a la teoría, prescindible en su sentido filosófico.

Asumida la validez de la ecuación diferencial de Schrödinger como una eficaz herramienta para la descripción de los sistemas atómicos, pronto se descartó para la función de onda Ψ la interpretación inicial «realista» anhelada por Erwin Schrödinger, esto es, su asociación con una vibración de alguna magnitud objetiva, existente en la realidad natural. Resultó evidente que no se trataba, en general, de una función de las que en matemáticas se denominan «reales», sino que tomaba valores que eran números «complejos», entidades abstractas que no pueden cuantificar los valores de una magnitud física; esta característica bloqueaba su interpretación realista. Y es que un número complejo involucra en su expresión la denominada *unidad imaginaria*, símbolo i , definida en matemáticas como el número cuyo cuadrado es igual al entero unidad negativa, $i^2 = -1$. En palabras de Louis-Victor de Broglie:

Es difícil dar a la onda Ψ de la mecánica ondulatoria la misma significación física que pueden poseer las ondas consideradas por la física clásica. En efecto, en física clásica las magnitudes que se propagan por ondas están referidas

a las vibraciones de un medio, cuya existencia es real o supuesta; deben, por consiguiente, representando un fenómeno real, expresarse por una función real. [...] En mecánica ondulatoria, el carácter complejo de la función de onda Ψ se manifiesta como esencial y se opone a toda tentativa que se realice para considerar la onda de la mecánica ondulatoria como una realidad física que corresponda a las vibraciones de algún medio.

Casi todo el mundo, sin embargo, convino pronto en que encerraba toda la información extraíble sobre un sistema físico, constituyendo la herramienta imprescindible para justificar las observaciones experimentales disponibles, además de, como se requiere siempre en ciencia, permitir realizar predicciones sujetas a prueba empírica.

LA INTERPRETACIÓN PROBABILÍSTICA PARA LA FUNCIÓN DE ONDA Ψ

En 1926, Max Born publicó un estudio sobre las colisiones atómicas, realizado con el formalismo de la mecánica ondulatoria de Schrödinger y en el que proponía una interpretación probabilística para Ψ y, por tanto, para la nueva teoría cuántica. En su concepción, reconocería haberse inspirado en la de Albert Einstein para el campo electromagnético y los cuantos de luz, en la que la intensidad de la radiación en una zona del espacio se relaciona con la probabilidad de los cuantos de luz (fotones) de encontrarse en esa región.

Dentro de esa primera interpretación para la función de onda, Born supuso que, al realizar una medida sobre un sistema físico, se producía un cambio discontinuo en la función de onda asociada al sistema, debido a que ha ocurrido un cambio en el conocimiento disponible sobre su situación física. Pero esta interpretación original, en la que la partícula poseía, en todo instante, posición y momento determinados, y la Ψ dependía del conocimiento subjetivo del observador particular, presentó varios problemas. Por

ejemplo, en experimentos como el de la doble rendija, al suponer que la partícula poseía siempre una localización determinada fue imposible explicar el patrón interferencial observado. Y, por otra parte, introducía la subjetividad: cada experimentador manejaría una Ψ distinta, dependiendo de su mayor o menor ignorancia sobre las condiciones del experimento.

En esa época, Born escribió varios artículos en los que, aceptando y aplicando el formalismo ondulatorio, rechazaba la interpretación causal clásica con que Schrödinger se empeñaba por aquel entonces en acompañarlo. En ellos abogó definitivamente por una interpretación probabilística para la nueva física, como queda claro en la siguiente cita:

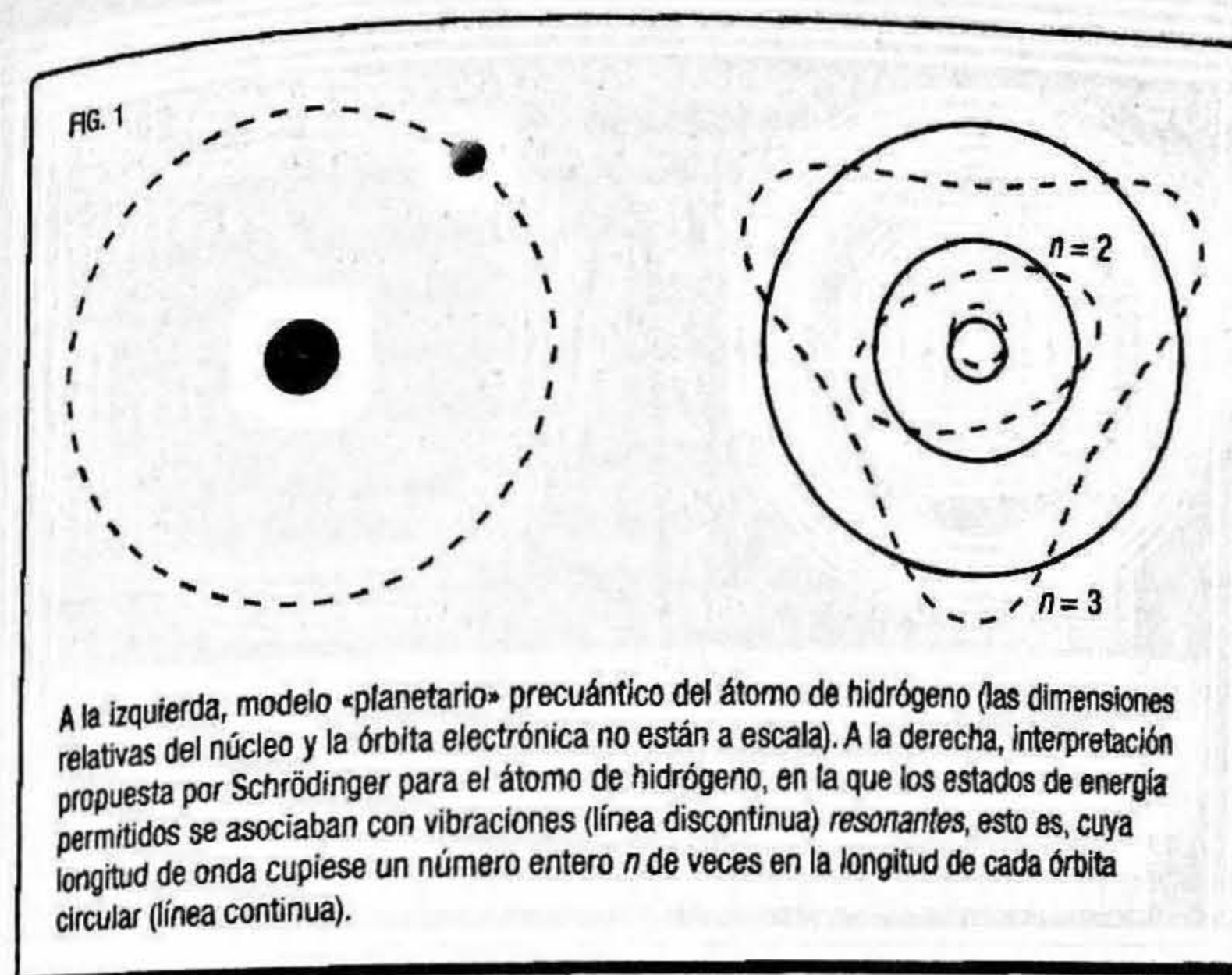
La mecánica cuántica de Schrödinger, por tanto, da una respuesta definida a la cuestión de los efectos de la colisión, pero no hay duda de que se descarta cualquier descripción causal. No se obtiene respuesta a la pregunta «¿Cuál es el estado después de la colisión?», tan solo la hay para la pregunta «¿Cuán probable es un resultado concreto de la colisión?» [...] El movimiento de las partículas se ajusta a las leyes de la probabilidad, pero la probabilidad se propaga en sí de acuerdo con la ley de la causalidad. [...] El proceso individual, el «salto cuántico», no está, por tanto, determinado causalmente, en contraste con la probabilidad *a priori* de su ocurrencia [...] El salto, en consecuencia, es a través de un considerable abismo; todo lo que ocurra durante la transición difícilmente puede ser descrito dentro del marco conceptual de la teoría de Bohr, es más, probablemente tampoco en ningún lenguaje que intente procurar alguna visualización.

Finalmente, el formalismo cuántico asumió como postulado la interpretación de la función de onda Ψ como una «amplitud de probabilidad de posición»: dada la función de onda asociada al estado de una partícula, $\Psi(\vec{r}, t)$, entonces su módulo o valor absoluto al cuadrado, $|\Psi(\vec{r}, t)|^2$, el número real que se obtiene sumando los cuadrados de sus partes real e imaginaria, representa la probabilidad de que, al medir la posición de la partícula en el

instante t , se encuentre como resultado su localización espacial en la posición indicada por el vector de posición \vec{r} . Con esta interpretación, si sumamos los valores numéricos de $|\Psi(\vec{r}, t)|^2$ en todo el espacio, el resultado en cada instante t será la unidad, ya que se ha de encontrar siempre a la partícula, en alguna posición. Este requisito caracteriza la denominada *normalización* de la función de onda (por simplificar la notación, la partícula se ha supuesto sin espín ni otras características cuánticas adicionales que, en su caso, deberían aparecer también como argumentos de la función Ψ).

La probabilidad a la que se hace referencia en la interpretación expuesta no es la probabilidad clásica de encontrar una partícula que está siempre antes de la medida en una posición determinada, solamente una, del espacio, aunque esta sea desconocida para el observador. Su significado es muy diferente: representa la probabilidad de que, por la interacción con el aparato de medida, la conjunción sistema-aparato haga surgir el resultado medido, que no existía de forma objetiva «real» antes de su medida (sino tan solo, como explicaremos más adelante, al hablar de la contextualidad cuántica, como posibilidad integrante de una superposición o suma matemática de una pluralidad de posibles resultados). Es decir, la interpretación que adopta la teoría cuántica moderna es que, antes de la medida, la partícula no estaba realmente localizada en ningún punto concreto del espacio. Todo lo más, podríamos afirmar que no estaba allí donde la amplitud de probabilidad Ψ era nula.

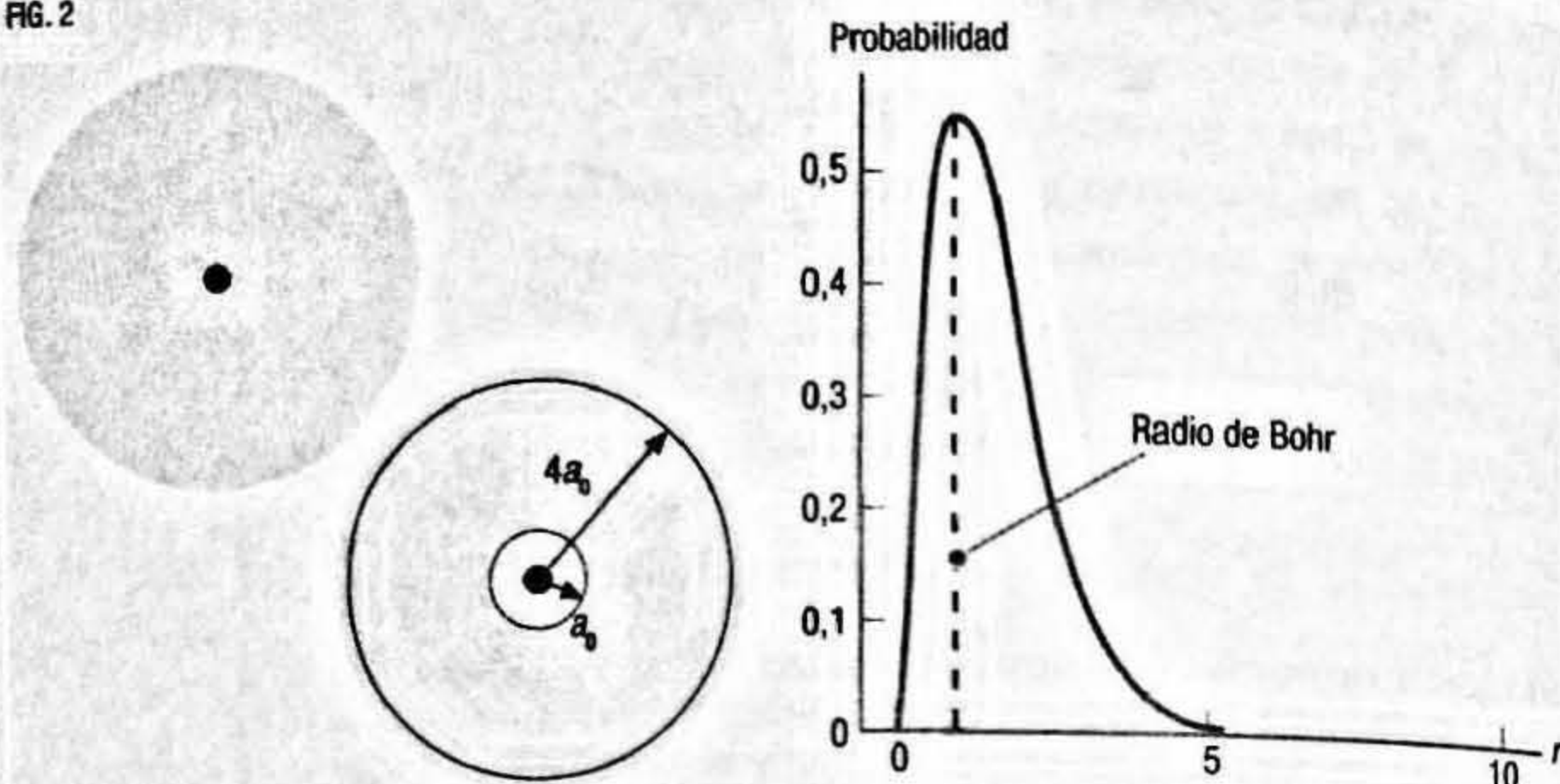
Explicemos esto último con más detenimiento, aplicándolo a la descripción del átomo más sencillo posible, el del hidrógeno normal, en el que un único electrón se encuentra ligado a un núcleo, compuesto a su vez por un solo protón. En el antiguo modelo de Bohr de 1913, es convencional imaginar ese electrón en órbita alrededor del protón, con una órbita diferente para cada uno de los posibles estados estacionarios. Nuestra mente lo visualiza análogamente a como pensamos en la Luna orbitando en torno a nuestro planeta. Schrödinger, en cambio, buscó una interpretación puramente ondulatoria, en la que el electrón sería una mera onda, hipotéticamente real, cuya longitud de onda se



ajustaría de modo conveniente, permitiendo solo los distintos valores que encajaban en cada una de las órbitas de Bohr posibles (figura 1). Ambas visualizaciones han sido abandonadas por la física moderna.

El estudio mecano-cuántico del átomo de hidrógeno se realiza a través de la resolución de la correspondiente ecuación de Schrödinger, cuyas soluciones estacionarias, usualmente denominadas *orbitales*, proporcionan los distintos estados de energía permitidos para el sistema, con una precisión perfecta en su comparación con los valores experimentales. Mientras que el modelo de Bohr utilizaba un solo número cuántico para definir cada órbita, el modelo cuántico utiliza varios números cuánticos para describir cada orbital, y la interpretación que acompaña a estas soluciones de la ecuación de onda es distinta por completo a las imágenes anteriores de Bohr y Schrödinger. La figura 2 muestra el aspecto que presenta el orbital cuántico para el estado más bajo en energía o estado fundamental, uno de los pocos casos en que la función es real, lo que simplifica su representación gráfica.

FIG. 2



A la izquierda, proyección sobre un plano de la función de onda (orbital) del estado fundamental en el modelo cuántico del átomo de hidrógeno, uno de los pocos casos en que la función es real; en tres dimensiones, la imagen sería una esfera. El sombreado indica las zonas donde, al medir la posición del electrón, se le puede localizar; donde es más intenso, esta probabilidad es mayor. Los círculos trazados con línea continua y con sendos radios una y cuatro veces el radio de la órbita en el modelo de Bohr, constante $a_0 = 5,291 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, encierran el área donde se tienen probabilidades respectivas del 32,3 % y 98,6 % de que el electrón sea localizado. En la gráfica de la derecha se ha representado la densidad de probabilidad $|\Psi|^2$ de localizar al electrón, al medir a una distancia dada r del núcleo; esta probabilidad alcanza su máximo en $r = a_0$ y disminuye hasta anularse al aumentar la distancia, ya que la atracción eléctrica que ejerce el núcleo, cargado positivamente, mantiene ligado al electrón, que posee carga negativa.

¿Cómo se interpreta la representación mostrada en la figura 2? En ausencia de observación, el electrón no ocupa ninguna posición determinada en el espacio, sino que posee una probabilidad, calculable a partir de $|\Psi|^2$, de que al realizar en un instante t una medida de su posición, se le localice en una zona espacial dada. El sombreado en las imágenes de la izquierda indica que ese posicionamiento definido que hace surgir la medida es más probable en unos puntos del espacio (donde el sombreado es más intenso) que en otros. De modo que el campo cuántico de amplitud de probabilidad definido por $|\Psi|^2$ encierra en sí un abanico completo de posibilidades, indicándonos cuál sería la estadística de resultados que se obtendría cuando, sobre una colección de muchos átomos de hidrógeno iguales y preparados en el mismo estado,

se hiciese el mismo experimento independiente de localización o medida de la posición del electrón en el espacio alrededor del correspondiente núcleo (localizable a su vez sobre el punto oscuro central). La normalización de Ψ a la unidad nos garantiza, por su parte, que todos esos experimentos darán un resultado positivo: en cada átomo individual, el electrón siempre acabará localizado en una posición, y solo una, del espacio, pero esa localización, en general, será distinta en cada caso.

Conviene precisar que, en la ortodoxia cuántica (interpretación de Copenhague), la función de onda no se considera una propiedad del sistema físico, ni describe directamente sus propiedades; tampoco representa nuestro conocimiento subjetivo de las propiedades del sistema físico, es decir, la información sobre él que poseemos como observadores particulares. Es, por el contrario, una función matemática abstracta, independiente del observador, la herramienta que permite calcular las distribuciones de probabilidad de los resultados de las medidas de las propiedades de un sistema. En otras palabras, nos permite conocer qué resultados se van a obtener al medir las diferentes propiedades del sistema, y la probabilidad de cada uno de ellos. Encierra así, hoy por hoy, la mejor descripción posible del sistema físico al que se asocia.

La función de onda Ψ carece de la realidad física que tienen, por ejemplo, una onda elástica o una onda de sonido; como hemos visto, se asocia a una «onda de probabilidad». Así, Ψ no es lo que se define en el formalismo cuántico como un observable, o magnitud física, algo medible en una experiencia directa y cuantificable en términos de números reales. Es una onda abstracta, una función matemática compleja, cuya interpretación es probabilística y de la que se postula, primero, que obedece a una ecuación matemática en su evolución temporal (la ecuación de Schrödinger) y, segundo, que proporciona toda la información que puede obtenerse experimentalmente, en cada instante, sobre el sistema físico al que se asocia.

La ecuación de Schrödinger gobierna la evolución de los sistemas físicos de una forma determinista: conocida la función de onda en un instante de tiempo dado, la ecuación proporciona su

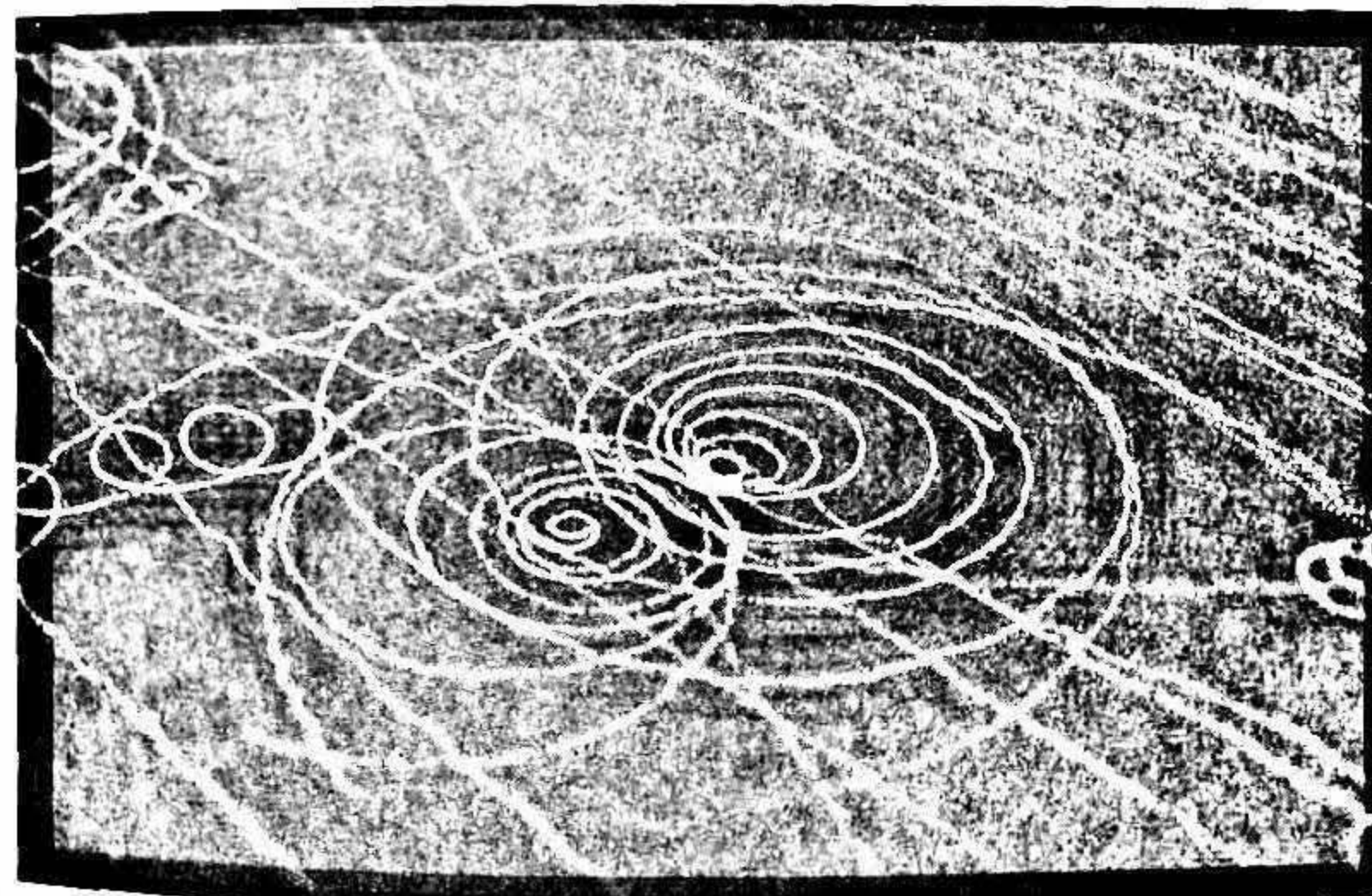
evolución temporal, determinando todo estado futuro, siempre que el sistema evolucione sin experimentar interacciones. Es, por lo tanto, una ley determinista, que rige el devenir, marcando cómo evolucionan las distribuciones de probabilidad de los resultados de los posibles procedimientos experimentales. Pero, como hemos dicho, lo hace solo cuando no existe interacción alguna sobre el sistema; si no se da ese aislamiento, el azar se cuela de forma inevitable en la teoría y el determinismo desaparece. El formalismo cuántico estableció como otro axioma la *reducción* o *colapso* de la función de onda, por la que el sistema, como consecuencia de la interacción que conllevan las medidas, cambia de estado de una forma discontinua y azarosa, produciéndose una modificación instantánea de la función de onda.

En rigor, hay que señalar que solo los denominados *estados puros* del sistema, que son los que se pueden describir directamente por una función de onda Ψ , admiten un proceso tan directo de cambio súbito de una función de onda por otra, y solo bajo determinado tipo de medidas. La mayoría de los estados del sistema serán *estados mezcla*, de los que no se dispone de la máxima información cuánticamente posible sobre su preparación, sino tan solo parcial. Por lo tanto, no se les puede asociar una Ψ , de modo que para ellos el postulado de colapso es más complicado (estos estados se describen por operadores matemáticos especiales y no directamente por funciones de onda).

EL PRINCIPIO DE INDETERMINACIÓN

En 1927, Heisenberg formuló la primera versión publicada de la relaciones de indeterminación; años después, ya convertido en una celebridad que recibiría el premio Nobel en 1932 por sus contribuciones en la creación del formalismo cuántico, rememoraba así su descubrimiento:

Concentré todos mis esfuerzos en la representación matemática de la trayectoria de los electrones en la cámara de niebla, y cuando me di cuenta enseguida de que enfrentaba



En la cámara de niebla de Charles Wilson (fotografía superior), se llena un recipiente sellado con una sustancia, como por ejemplo aire, se satura con vapor y luego se sobreenfría, de modo que se produce niebla. Cuando una partícula ionizante la atraviesa, el vapor se condensa y las moléculas se agregan en torno a los iones formados, apareciendo una traza líquida, de gotas de vapor condensadas (fotografía inferior). Por el desarrollo de este artilugio, Wilson recibió el premio Nobel de Física en 1927.

obstáculos insuperables, empecé a preguntarme si no podría ser que hubiéramos estado haciendo desde el principio la pregunta equivocada. ¿Dónde nos habíamos equivocado? El camino de los electrones a través de la cámara de niebla existía obviamente; era fácilmente observable. El marco matemático de la mecánica cuántica existía también, y era demasiado convincente para permitir cambios. Por lo tanto, debería ser posible establecer una conexión entre los dos, por difícil que pareciera. [...] Habíamos afirmado siempre muy a la ligera que la trayectoria del electrón en la cámara de niebla se podía observar. Pero quizá lo realmente observado era mucho menos. Tal vez veíamos meramente una serie de puntos discretos y mal definidos, por donde había pasado el electrón. De hecho, todo lo que vemos en la cámara de niebla son gotas de agua individuales que sin duda son mucho mayores que el electrón.

Según el gran historiador de la ciencia Max Jammer, el camino mental de Heisenberg hacia el principio de indeterminación comenzó con su reflexión sobre la trayectoria de una partícula. A partir de ella, vislumbró que, si se pudiera demostrar que la teoría impide la estricta observación de esa trayectoria, podría establecerse una conexión racional entre el formalismo matemático y la observación experimental: la trayectoria como una serie discontinua de posiciones imprecisas. Se planteó así la pregunta: el formalismo, ¿explica el hecho de que la posición q y el momento $p = mv$ (masa por rapidez) de una partícula son determinables, en un momento dado, solo con un grado limitado de precisión? Y su respuesta fue: $\Delta q \cdot \Delta p \simeq h/4\pi$, donde el símbolo \simeq puede leerse como «del orden de» y Δ como «indeterminación»; h es la constante de Planck. Es interesante señalar que, en este proceso reflexivo, Heisenberg se confesó inspirado por la observación de Einstein: «Es la teoría la que decide lo que podemos observar», aunque este, al escuchar esta afirmación comentaría: «Puede que en algún momento haya utilizado esa filosofía y que incluso haya escrito sobre ella, pero no deja de ser un absurdo».

Según el principio de indeterminación, en esta primera versión original de Heisenberg, cuanta mayor precisión se alcanza al determinar la posición q de una partícula, con menor precisión se puede conocer su momento p , y viceversa. En el artículo, las indeterminaciones Δ no se definían expresamente, y se interpretaban como relativas a una partícula individual. Es interesante señalar que la terminología que empleó para las Δ fue (de nuevo en análisis de Jammer): dos veces *Unbestimmtheit*, que se puede traducir como «indeterminación, ausencia objetiva de valor preciso»; tres veces *Unsicherheit*, «incertidumbre, ausencia subjetiva del conocimiento del valor»; las restantes veces, unas treinta, *Ungenauigkeit*, «imprecisión». Ello nos confirma que, como suele pasar en el nacimiento de un nuevo concepto, su interpretación inicial era algo confusa. De hecho, la formulación original de Heisenberg del principio no era lo suficientemente clara, y ya el mismo año de su publicación Earle Kennard publicó una primera afinación.

¿Cuál es el principal significado riguroso moderno del principio de indeterminación? Para explicarlo, primero tenemos que considerar que la teoría cuántica, a partir de la interpretación probabilística para la función de onda, es una teoría estadística. Como tal, en ella juega un papel importante el concepto de *valor medio* de una propiedad. Por ejemplo, si queremos determinar experimentalmente la posición de una partícula dada, lo que tendremos que hacer primero es disponer muchos sistemas idénticos, preparados de la misma forma, cada uno de ellos con esa partícula —ella y sus réplicas— dispuesta exactamente en las mismas condiciones, de forma que cada uno de los sistemas individuales de la colección tiene asociada la misma función de onda Ψ (viene descrito por ella). A continuación, medimos con idéntico procedimiento sobre cada sistema individual la posición de la partícula, y obtenemos así una colección de resultados, tantos como copias del sistema hayamos dispuesto, digamos N . La media de todos ellos, es decir, el valor que resulta al sumarlos todos y dividirlos por su número total, N , es lo que se conoce como valor medio \bar{q} de la propiedad q (posición, en el ejemplo) sobre el sistema. Este valor medio \bar{q} —también llama-

do, impropriamente, «esperado»— es un concepto estadístico, que en general no tiene por qué coincidir con uno de los resultados, aunque puede hacerlo; tampoco tiene por qué coincidir con el valor más probable o frecuente (el más repetido).

Tenemos un esquema matemático consistente [...] Nada hay en la naturaleza que no pueda ser descrito por este esquema matemático.

WERNER HEISENBERG

Pues bien, en una prueba rotunda de la validez de la teoría, esos valores medios de las propiedades de los sistemas físicos, medibles experimentalmente, se pueden obtener a partir del formalismo teórico cuántico, actuando sobre la función de onda del sistema. Para ello hay que realizar sobre Ψ una operación matemática, que consiste básicamente en una integración (algo que se suele representar con el símbolo \int); hablando de una forma llana, corresponde en esencia a efectuar una suma especial. La operación involucra tanto a Ψ como al operador matemático que representa a la propiedad que se ha medido —el observable— en la teoría.

Aclaremos antes de proseguir la relación entre observables (las propiedades de un sistema medibles por experimentación) y operadores (la herramienta matemática que representa a cada observable en el formalismo cuántico). Toda teoría científica define un modelo que permite realizar cálculos teóricos sobre los sistemas a los que se aplica, proporcionando así información física sobre él. Sus predicciones han de compararse con los resultados experimentales, y el modelo ganará aceptación cuanto mayores sean sus éxitos, esto es, cuanto mayor sea su poder explicativo. Hemos dicho antes que la función de onda Ψ es la herramienta que permite conocer las distribuciones de probabilidad para los resultados de las posibles medidas sobre el sistema. ¿Cómo se obtienen en la teoría esas predicciones que luego se han de comparar con los resultados de las medidas experimentales? Para cada propiedad, se introduce un operador matemático que actúa sobre Ψ , permitiendo extraer la información que nos dice qué debemos esperar cuando medimos esa propiedad, es decir, qué valores pueden obtenerse como resul-

tados y con qué probabilidad cada uno. Ese modo de obtener la información pertinente conlleva una complicada elaboración matemática, que alcanzó su completo rigor en la obra ya citada de John von Neumann de 1932, *Fundamentos matemáticos de la mecánica cuántica*.

En este marco matemático estándar, apareció una característica nueva que, en los inicios de la teoría, resultó desconcertante: al aplicar sobre una Ψ dada dos operadores, representantes en la teoría de sendos observables del sistema, la información que se obtenía dependía del orden en que actuaran. Esto equivalía a predecir que, cuando se llevaran a cabo las experiencias de medida de las dos propiedades, por ejemplo, posición y momento de una partícula, el resultado no sería el mismo si primero se medía la posición y luego el momento, que si se hacía con el orden cambiado. La predicción resultó acertada, y se incorporó al formalismo definiendo que los pares de propiedades para las que esto sucedía eran *complementarias* o *incompatibles*, mientras que aquellas para las que los resultados de su medida eran indiferentes al orden se establecieron como compatibles. En términos de operadores, se dice que estos conmutan (cuando las propiedades que representan son compatibles) o que no lo hacen (cuando son complementarias).

Las propiedades complementarias conducen inexorablemente al principio de indeterminación, que no es, pues, postulado, sino teorema demostrable matemáticamente a partir de la existencia de pares de propiedades incompatibles (operadores que no conmutan). Para enunciarlo, primero debemos introducir el concepto preciso de *indeterminación cuántica*, esa Δ que Heisenberg manejó de forma pionera pero algo vaga. En la interpretación estadística del principio de indeterminación, Δq es el análogo cuántico de la desviación estándar, parámetro estadístico usual que mide cuánto se separan o dispersan los datos de una colección de valores reales $\{q_1, q_2, \dots, q_N\}$ respecto a su valor medio $\bar{q} = (q_1 + q_2 + \dots + q_N)/N$. Dicho de otra manera, Δ^2 se corresponde con una varianza σ^2 : la media de las diferencias con la media, elevadas al cuadrado (una cantidad que es siempre real y positiva, o nula). Esta última definición, que así enunciada pa-

rece un galimatías, se vuelve diáfana al escribirla en su lenguaje adecuado, el matemático:

$$\sigma = \sqrt{[(q_1 - \bar{q})^2 + \dots + (q_N - \bar{q})^2] / N}.$$

De esta forma, por una parte, una vez definida así, Δq es un valor calculable directamente a partir de una colección de resultados experimentales, obtenidos midiendo la propiedad física en cuestión (la posición q en el ejemplo) sobre un sistema en un estado dado (o colección de sistemas iguales y en el mismo estado, mejor dicho). Por otra parte, la indeterminación Δq puede también calcularse a partir del formalismo teórico cuántico, en un procedimiento matemático que involucra tanto el operador que representa la propiedad como la función de onda Ψ correspondiente al estado en que se encuentra el sistema. Los dos métodos, experimental y teórico, llegan al mismo puerto.

En resumen: el símbolo $\Delta_\psi q$, la indeterminación en la medida, por el mismo procedimiento, de la propiedad q sobre el sistema físico en el estado ψ , no es sino una desviación estándar cuántica, obtenida en la medida de la propiedad q sobre cada miembro de una colectividad de sistemas idénticos, todos igualmente preparados en el estado asociado o descrito por la función de onda Ψ .

En 1929, Howard Robertson demostró que en el formalismo matemático cuántico se satisfacía la siguiente relación entre las indeterminaciones de la posición q y el momento p , sobre cualquier estado Ψ :

$$\Delta_\psi q \cdot \Delta_\psi p \geq h/4\pi = \hbar/2,$$

donde \geq significa «mayor o igual» y h representa la constante de Planck. Con su demostración, el principio de indeterminación adquirió el estatus de teorema en el formalismo cuántico, es decir, una afirmación derivada y demostrable a partir de sus postulados.

Generalizando la expresión anterior, el principio de indeterminación se aplica a cualquier par de propiedades a y b , medibles sobre un sistema en el estado Ψ , que por tanto han de satisfacer siempre una expresión del tipo:

$$\Delta_\psi a \cdot \Delta_\psi b \geq k \geq 0,$$

donde k es una constante real, positiva o nula. ¿De qué depende el valor de la constante k ? Depende, por supuesto, del par concreto de propiedades involucradas, y del estado ψ , pero hay una regla general que establece los casos en los que su valor es cero: cuando el resultado de la medida de esas dos propiedades no depende del orden en que se hagan las medidas. Es decir, cuando las dos propiedades son compatibles: si se mide primero la propiedad a y luego la b , se obtienen los mismos valores que si se procede en el orden inverso; matemáticamente, conlleva que los operadores que representan esas dos propiedades conmutan entre sí. Cuando k no es nula, las dos propiedades son complementarias.

A menor indeterminación Δ_ψ en la medida de una propiedad, se dice que ha sido determinada con mayor «precisión» sobre el estado Ψ , pero este término en cuántica, con la definición que hemos dado antes, tiene un sentido por completo diferente al que se asocia con el concepto de error de precisión experimental. Es conocido que no hay medida experimental sin un error instrumental asociado, que depende de la calidad del aparato de medida (y de la habilidad del experimentador). Por ejemplo, si medimos una posición con un aparato cuya apreciación mínima es de 1 mm, todas las medidas que hagamos llevarán un error experimental de más o menos 1 mm. Por lo tanto, está claro que al realizar la medida de la propiedad q (posición), sobre cada copia de la colectividad manejada, obtendremos una colección de N resultados, no todos iguales y todos con este error individual compartido de ± 1 mm.

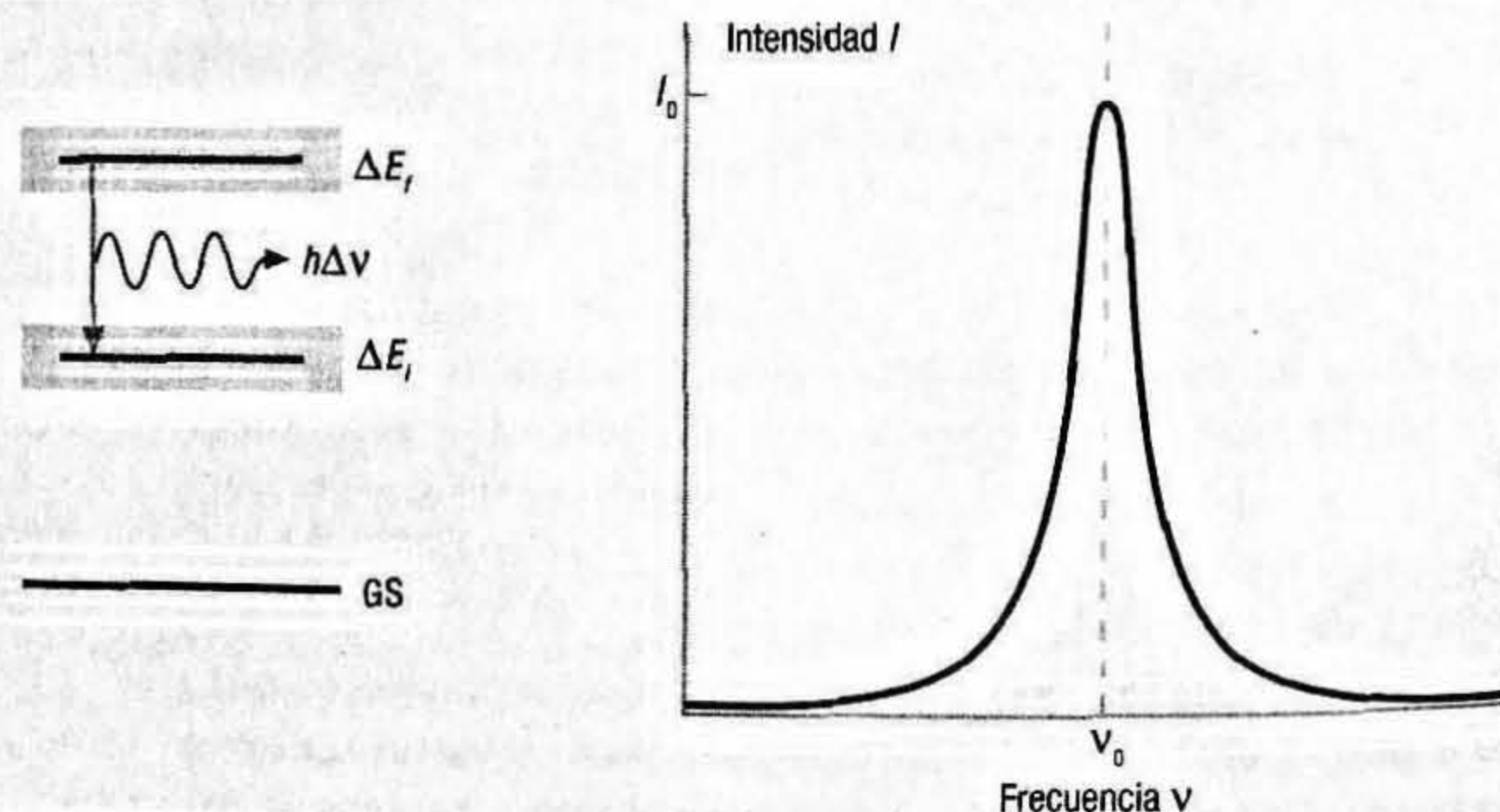
La indeterminación cuántica es de una naturaleza completamente distinta. Mientras que el error de precisión experimental,

LA INDETERMINACIÓN ENERGÍA-TIEMPO

El artículo pionero de Heisenberg de 1927 que alumbró las relaciones de indeterminación contiene también la expresión $\Delta E \cdot \Delta t \simeq h/4\pi$, una relación de indeterminación energía-tiempo, derivada en un contexto de análisis del experimento de Stern-Gerlach. Este tipo de expresiones han sido muy debatidas desde entonces; una de las interpretaciones más aceptada ha sido la de Mandelstam-Tamm, de 1945, que formula esta forma del principio de indeterminación como la ecuación $\Delta E \cdot \tau \simeq h/4\pi$, donde τ es un parámetro temporal; se aplica al caso particular de un sistema conservativo, o sistema en el que la energía total se conserva en la evolución temporal.

El tiempo como parámetro estadístico

A diferencia de la energía, el tiempo no es un observable del sistema en el formalismo cuántico, de modo que no hay un operador matemático que lo represente, sino que se incorpora como un simple parámetro. Por lo tanto, en contraste con lo que sucede para la velocidad o el momento, es imposible dotar a su indeterminación Δt con el significado matemático estadístico introducido para el símbolo Δ (una desviación estándar). Por ello, en esta relación particular $E-t$ no aparece un Δt , y se ha sustituido por el símbolo τ , que representa en la ecuación un intervalo de tiempo característico de la evolución del sistema, definido como un intervalo de tiempo máximo, transcurrido el cual no se producen alteraciones significativas en las distribuciones



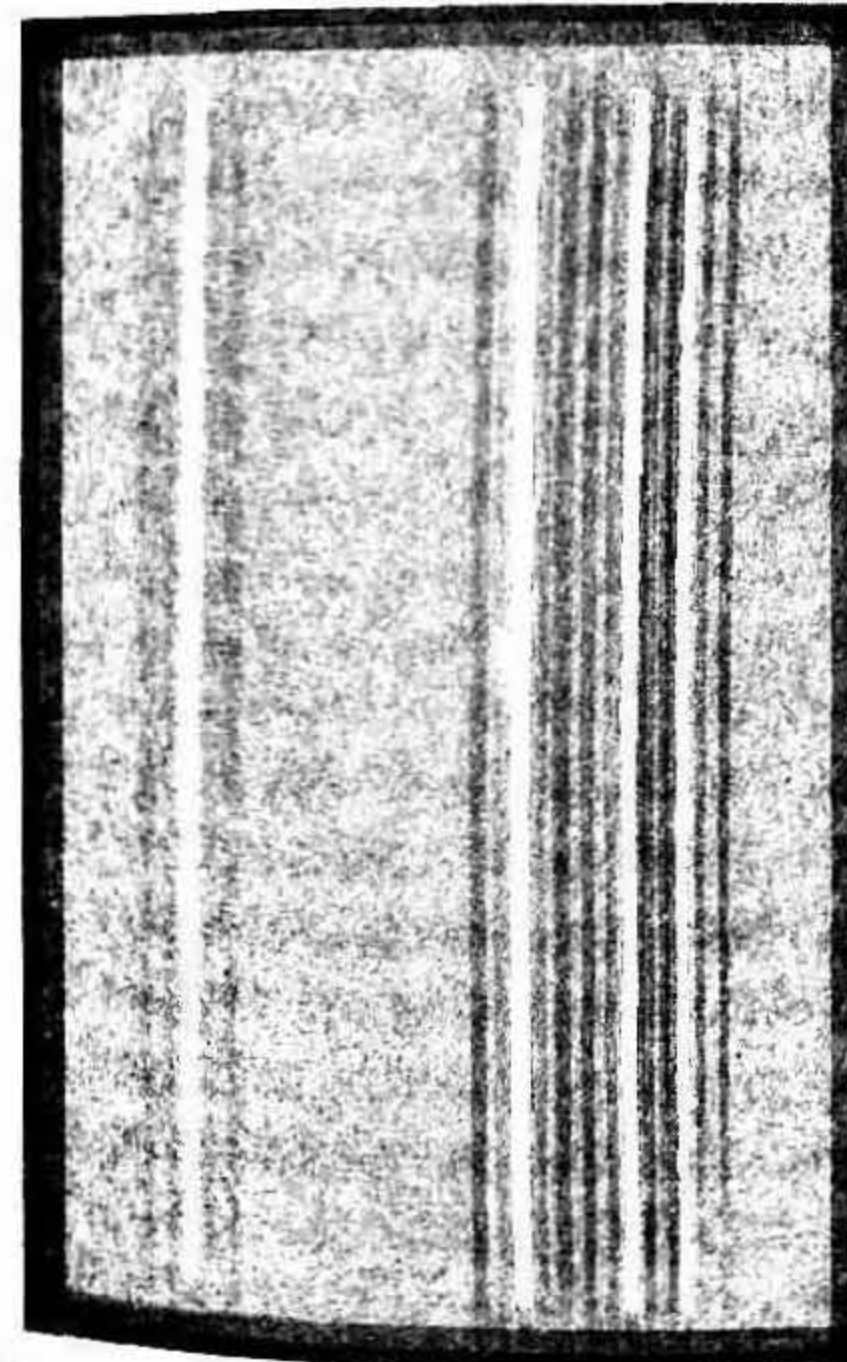
El esquema de la izquierda muestra las anchuras naturales de dos niveles excitados de energía de un sistema, que provocan que el fotón emitido en una transición que los involucre posea también una anchura «natural» en energía, según se representa en la gráfica de la derecha. La línea GS representa el estado fundamental, de anchura natural nula. La gráfica de la derecha muestra la anchura natural en frecuencia de una línea espectral.

estadísticas de los resultados de las medidas sobre el sistema. Es decir, que siempre que no haya transcurrido un tiempo mayor que τ , puede suponerse que, para cualquier experimento que se hiciera, no cambiaría apenas la estadística de resultados. Si se considera, por ejemplo, una transición en un átomo, entre dos niveles de energía inicial E_i y final E_f , en la que se emite un fotón con energía igual a su diferencia energética, la vida media τ o duración promedio del estado inicial se define como el tiempo medio observado que tarda un átomo de esa especie, en ese estado excitado inicial E_i , en realizar la transición atómica señalada, hacia el estado final E_f . Se trata, pues, de un concepto estadístico: para un átomo individual concreto, la teoría cuántica solo proporciona la probabilidad de que realice la transición, probabilidad conocida a partir de la observación del tiempo de decaimiento individual de un gran número de átomos de esa especie, preparados todos en ese estado excitado inicial.

Las transiciones atómicas a veces tardan más y a veces menos

Cada estado excitado E tiene asociada una vida media, y la correspondiente función de onda no toma valores significativos (se anula) fuera de un intervalo de tiempo de duración similar a esa vida media. Este hecho se traduce en una indeterminación en la energía $\Delta E \simeq h/(4\pi \cdot \tau)$, asociada al estado excitado en cuestión y conocida como *anchura natural* en energía del nivel en cuestión E (véase la figura). A más corta vida media τ , se tendrá una mayor indeterminación o anchura energética ΔE , y viceversa. Al estado fundamental, puesto que es estable, ya que un átomo en el nivel más bajo de energía que le es accesible no experimenta transiciones espontáneas (permanece como «congelado» en ese estado), le corresponde una vida media asociada muy larga, en la práctica infinita, lo que conlleva una anchura natural en energía nula.

Las anchuras naturales de los niveles energéticos se ven reflejadas en las correspondientes anchuras naturales en energía de los fotones emitidos o absorbidos en las transiciones atómicas entre esos niveles, que ya no tendrán, por tanto, una frecuencia perfectamente determinada —aparte del error experimental en su medición—, sino que presentarán, además, un ensanchamiento natural, como ha sido constatado por las medidas experimentales. Los ensanchamientos naturales relacionados con el principio de indeterminación energía-tiempo se observan tanto para estados atómicos como en otros sistemas, como moléculas o núcleos.



Espectro de emisión del cadmio. Las líneas son producidas por fotones emitidos en transiciones atómicas.

que en el ejemplo afecta a cada medida individual de la posición, podría suponerse, en principio y de forma hipotética, minimizable sin límite, la indeterminación cuántica, $\Delta_\psi q$, que se relaciona con una colección de resultados de medidas de la posición, sobre las distintas copias idénticas de un sistema, subsistiría aun en el caso ideal de que nuestro aparato de medida fuese perfecto. En efecto, tiene un límite infranqueable, marcado por el principio de indeterminación. Lo que no significa que una indeterminación $\Delta_\psi q$, por ejemplo, no pueda anularse: lo hace en el caso de que hayamos obtenido el mismo resultado repetido —la misma localización— al medir en todas las copias del sistema. Pero, en ese caso, se tiene un valor infinito para $\Delta_\psi p$, la indeterminación en el momento de la partícula. Esto es, si localizamos la partícula con indeterminación nula, precisión total —error instrumental aparte—, no sabemos nada sobre su momento. Son informaciones complementarias, lo que se ha incorporado en el formalismo matemático, como hemos dicho, estableciendo que los operadores posición y momento no conmutan: del orden en que se apliquen sobre una Ψ dependerá la información que se extraiga (las propiedades posición y momento son complementarias).

WOLFGANG PAULI

Se puede mirar el mundo con el ojo p o con el ojo q , pero si se quiere tener los dos ojos abiertos al mismo tiempo, se comete error.

Establecidos el significado de $\Delta_\psi p$ y el principio $\Delta_\psi q \cdot \Delta_\psi p \geq \hbar/2$, el cociente $\hbar/(2 \Delta_\psi p)$ representa la indeterminación mínima con que un valor puede ser adscrito al observable posición q , complementario con el observable momento p . Es imposible, por lo tanto, realizar un experimento de medida de la posición q que produzca una colección de resultados con dispersión menor que ese valor $\hbar/(2 \Delta_\psi p)$ (y viceversa, intercambiando posición y momento; «colección de resultados», insistamos, se refiere a los datos obtenidos por el mismo procedimiento sobre muchos sistemas iguales y con la misma Ψ asociada). Alberto Galindo y Pedro Pascual resumieron este significado con una frase magistral: «La relación de indeterminación expresa la alteración que en la potencialidad de los valores de una de dos magnitudes comple-

mentarias en un estado Ψ produce la actualización de los valores de la otra a través de su medida, y viceversa».

La presentación anterior sobre el principio de indeterminación, su versión estadística, es la más consolidada y la que predomina en los textos modernos. Se acepta, aunque el tema levantó alguna controversia, que de ella se infiere la versión no estadística, en la que se refiere a un sistema individual (como hacía Heisenberg en su artículo de 1927). Es decir, que también sería imposible determinar sobre cada sistema individual, de forma simultánea, dos propiedades complementarias, como posición y momento, con precisiones cuánticas respectivas cuyo producto viole una relación de indeterminación.

El principio de indeterminación establece el abandono en física del determinismo, un concepto que es clave en la física clásica; en palabras de Heisenberg: «No podemos predecir el futuro porque es imposible conocer el presente». En efecto, ya que no podemos determinar simultáneamente, en un instante dado, propiedades complementarias de un sistema físico, mucho menos podremos conocer con certeza cuál será su estado tras una interacción. La acogida de esta renuncia fue diversa; muchos científicos —y filósofos, como los marxistas— encontraron difícil aceptar el abandono de la causalidad clásica. Entre ellos, nada menos que Planck, Lorentz, Einstein o Schrödinger. Einstein, en particular, planteó una fuerte oposición, algo previsible a la vista de algunas de sus manifestaciones anteriores a 1927. En 1924, afirmaba:

No quiero ser conducido hacia una renuncia de la estricta causalidad antes de que haya habido una resistencia en contra mucho más vigorosa que la ejercida hasta ahora. No puedo soportar la idea de que un electrón expuesto a un rayo ejerza la libre decisión sobre en qué momento y en qué dirección quiere saltar. Si eso fuera así, preferiría ser un zapatero o incluso un empleado en un casino, antes que un físico. Es cierto, mis esfuerzos por dar a los cuantos una forma palpable han fracasado una y otra vez, pero por mucho tiempo todavía no voy a abandonar la esperanza.

Y dos años más tarde, en 1926:

La mecánica cuántica es muy impresionante. Pero una voz interior me dice que todavía no es lo real. La teoría produce un buen acuerdo, pero apenas nos acerca al secreto del Viejo. En todo caso, estoy convencido de que Él no juega a los dados.

Y en efecto, inició una larga serie de intentos teóricos de derribo del principio de indeterminación, en un grandioso debate epistemológico con Bohr cuya lectura sigue resultando hoy en día fascinante. Pero todo su esfuerzo fue infructuoso: el principio de indeterminación se asentó en el formalismo, del que constituye una parte inextirpable, al haber sido formulado con claridad como un teorema del mismo. Es decir, abandonarlo implicaría renunciar necesariamente a alguno —o algunos— de los postulados cuánticos, y con ello a muchos de sus logros.

Con el principio de indeterminación abandonamos dos de los supuestos fundamentales de la física clásica enumerados en el capítulo primero: uno, el determinismo, por el que debe ser posible realizar predicciones certeras, y no meramente probabilísticas, sobre los resultados de cualquier experimento (el azar no existe, supuesto tercero); dos, el que la mejor precisión disponible hoy en la medida simultánea de cualquier par de magnitudes físicas de un sistema podrá ser mejorada sin límite (supuesto cuarto).

Otra consecuencia fundamental es la pérdida del concepto de trayectoria de una partícula. Como bien reflexionó Heisenberg, la trayectoria, ese camino imaginado y continuo dibujado en el espacio por una partícula en movimiento, no se observa realmente, porque no se puede confundir, por ejemplo, con la traza líquida en una cámara de niebla, muy gruesa en comparación con las dimensiones atómicas. Al formularse este hecho como principio matemático riguroso, desapareció el concepto de trayectoria de la mecánica cuántica, pues requeriría conocer la posición y el momento de la partícula, en cada instante, con mayor precisión de lo que permite la limitación fundamental establecida por el principio de indeterminación.

En resumen: la teoría cuántica es una teoría estadística. Dos sistemas que son copias iguales, en composición y preparación, comparten la misma función de onda asociada, y por ello poseen las mismas distribuciones de probabilidad para los resultados de las medidas posibles de todas sus propiedades. No obstante, sobre cada copia individual, la medida con idéntico procedimiento de cada uno de esos observables ofrecerá un resultado en general diferente. La función de onda Ψ describe o se asocia con un sistema individual. Su interpretación es estadística, referente a la colección de resultados obtenidos en muchas experiencias homólogas realizadas sobre una colección de sistemas iguales e idénticamente preparados.

Por el principio de indeterminación, hay propiedades de un sistema que no van a poder ser medidas de forma simultánea con precisión ilimitada, por una restricción de orden fundamental, y no por las típicas limitaciones operativas prácticas (que también están presentes en la física cuántica, como en la clásica). Las relaciones de indeterminación no restringen la precisión con que un solo observable puede medirse, sino la precisión con que pueden medirse simultáneamente dos observables no compatibles, como la posición y el momento. La medida de una propiedad particular sobre un sistema físico se ve instantáneamente acompañada de una alteración de las distribuciones de probabilidad para los resultados de las medidas de las propiedades complementarias con las que se mide. Esa alteración se refleja en un cambio postulado de la función de onda que describe el sistema, cambio expresado en un proceso matemático denominado *colapso* o *reducción*. Este proceso supone un reemplazo de la función de onda Ψ_i que describía el sistema antes de la medida, por otra final Ψ_f , en general distinta, que lo describe después de la operación de medida y que depende del resultado particular, en general azaroso, que se haya obtenido en ella.

El postulado cuántico implica que cualquier observación de los fenómenos atómicos entraña una interacción con los medios de observación que no puede ser despreciada.

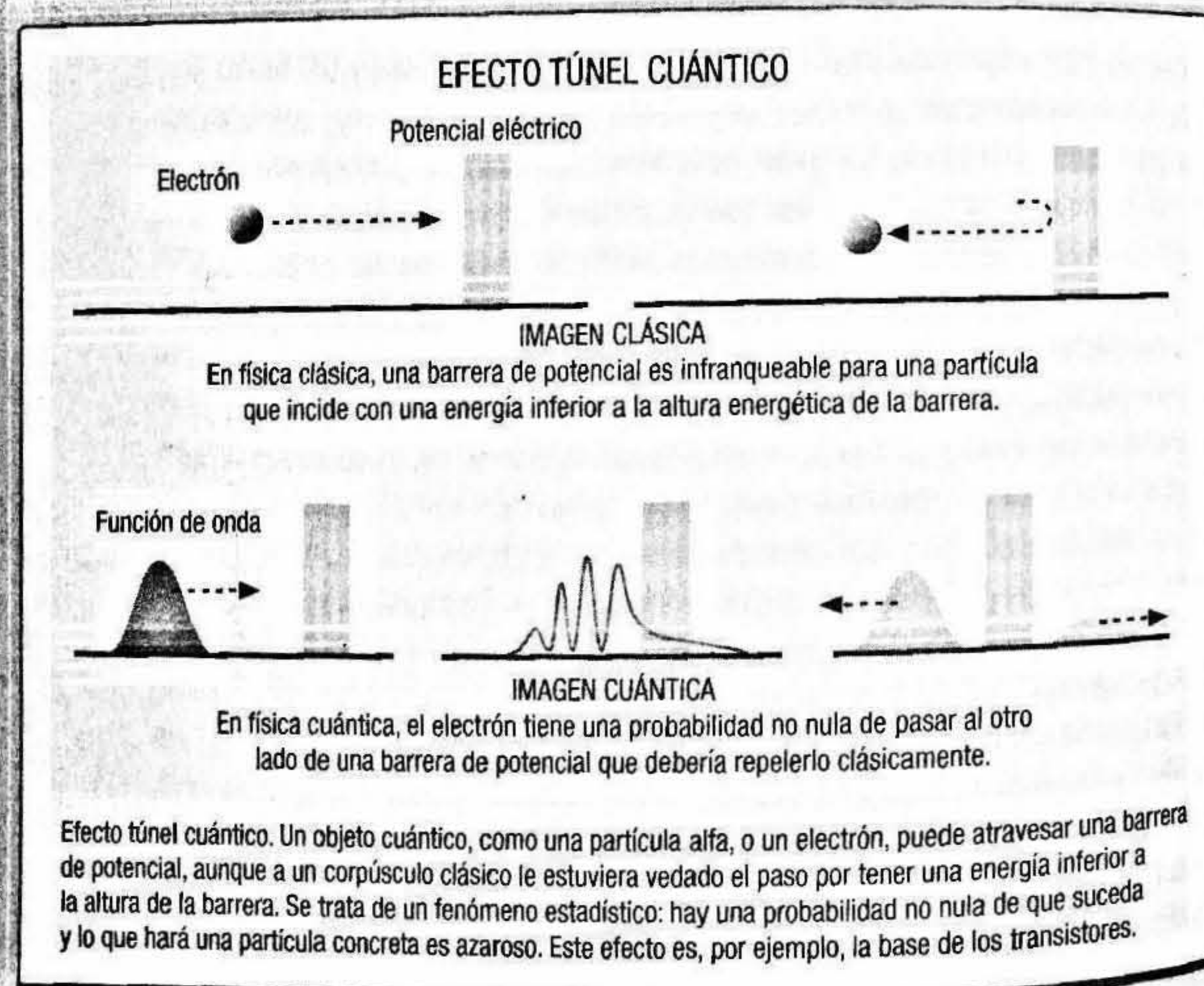
NIELS BOHR

EL EFECTO TÚNEL: ATRAVESAR UN MURO QUE NO SE PUEDE SALTAR

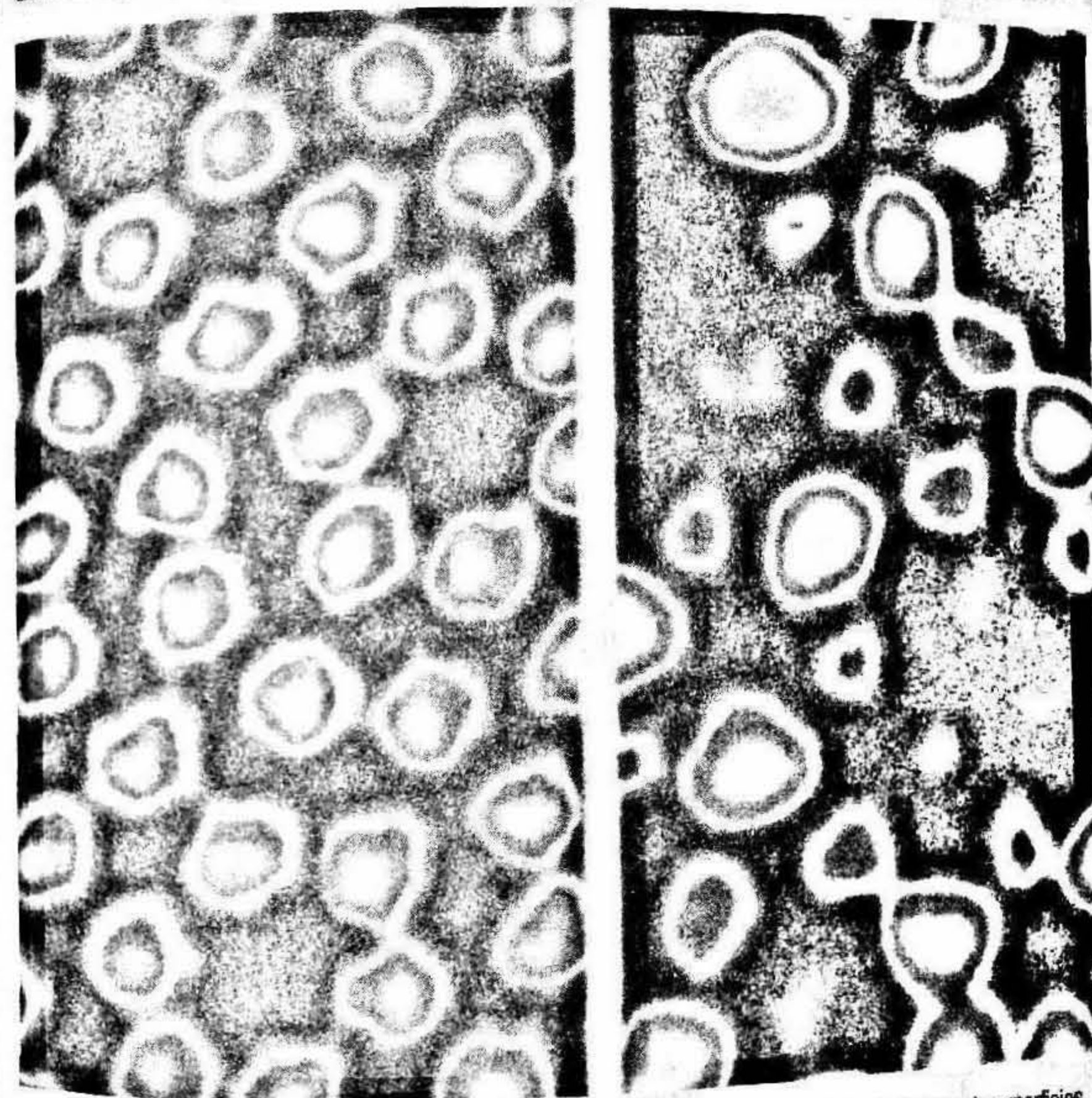
En 1928, George Gamow, Ronald Gurney y Edward Condon explicaron el fenómeno de la desintegración nuclear α (alfa), en el que ciertos núcleos se desintegran expulsando una partícula alfa, esto es, un núcleo de helio, compuesto por dos protones y dos neutrones. Para ello desarrollaron la teoría del efecto túnel cuántico, según la cual existe una probabilidad apreciable de que una partícula atraviese una barrera de energía que, en términos clásicos, debería ser infranqueable, por faltarle energía para poder «saltarla».

El azar decide si cada partícula atraviesa la barrera o no

La teoría logró establecer una relación entre la vida media nuclear, o tiempo medio que tarda un núcleo de cada especie nuclear concreta en experimentar un proceso de desintegración α , y la energía con que la partícula α se emite, de la que depende la probabilidad de que se produzca o no el proceso. La figura ilustra el fenómeno para el caso equivalente de un electrón que se aproxima a una barrera de potencial eléctrico cuya altura es mayor que la energía que acarrea la partícula. En la descripción cuántica, la densidad de probabilidad que proporciona la función de onda Ψ toma valores no nulos también al otro lado de la barrera, de forma que hay



probabilidad no nula $|\Psi|^2$ de que la partícula sea transmitida a través de la barrera y pueda ser localizada al otro lado. Por supuesto, de muchas partículas lanzadas contra una barrera en las mismas condiciones, se observará que unas sufrirán reflexión y otras, transmisión, pudiendo predecirse solo la estadística de resultados observados para un número suficientemente grande de eventos. Lo que va a ocurrir para cada partícula individual es por completo impredecible y azaroso, pero único: o se refleja o se transmite al completo. El efecto túnel se aplica en muchos y variados sistemas cuánticos, en electrónica y física de materiales semi y superconductores, en la microscopía de efecto túnel, etcétera.



El microscopio de efecto túnel (STM, de *scanning tunneling microscope*) permite obtener imágenes de superficies a escala atómica. Las fotografías, tomadas en el laboratorio IBM de Zúrich, donde se inventó el STM, muestran átomos de silicio coloreados y los enlaces entre ellos.

EL AZAR CUÁNTICO Y LA RADIATIVIDAD

Cuando Henri Becquerel estaba investigando para comprender el origen y fundamento de los rayos X, descubrió por serendipia la radiactividad (por lo que obtuvo el premio Nobel de Física en 1903). De modo que el azar estuvo ligado a su descubrimiento, y no solo eso, además resultó que es el mismo azar el que rige su origen, la desintegración nuclear. El análisis posterior del nuevo fenómeno vendría a confirmar el destierro de la causalidad clásica en la física.

Marie Curie estableció la radiactividad como una propiedad atómica; se origina en los núcleos (radionúclidos) que no presentan estabilidad energética. Espontáneamente, la tendencia hacia un estado estable provoca mecanismos diversos que cursan con la emisión de tres tipos de radiaciones: rayos beta (electrones y positrones, partículas similares a electrones pero con carga positiva), rayos alfa (núcleos de átomos de helio) y rayos gamma (ondas electromagnéticas muy energéticas y penetrantes).

La desintegración radiactiva de un núcleo sigue una ley de decaimiento que establece que el número de radionúclidos existentes en una muestra de ese material decrece de forma exponencial en el transcurso temporal. La ratio la marca la denominada *constante de desintegración radiactiva*, Λ , que representa la probabilidad de desintegración por unidad de tiempo, expresable como el cociente entre la actividad o número de desintegraciones por segundo y el número de átomos radiactivos presentes.

Se define como *vida media*, τ , de un radionúclido, el tiempo promedio de vida de ese átomo radiactivo antes de desintegrarse; es igual a la inversa de la constante de desintegración radiactiva, $\tau = 1/\Lambda$. El concepto es estadístico, se refiere a la media de los diferentes tiempos de decaimiento, medidos para muchos radionúclidos de la misma especie nuclear. Todos ellos se consideran iguales e indistinguibles para la teoría, de modo que se asume que el que unos se desintegren antes que otros es simplemente porque se trata de un proceso físico regido por el azar. Es decir, se postula que no hay nada oculto, ignorado en nuestro

actual conocimiento de la cuestión, que pudiera permitir en el futuro tratar a esos átomos individuales como diferentes, justificando el que hayan tardado distintos tiempos en desintegrarse. Precisamente lo que resultaba insoportable para Einstein, pero que experimento tras experimento ha ido aumentando su grado de confirmación.

LA FILOSOFÍA DE LA COMPLEMENTARIEDAD

Si para Heisenberg la razón de la indeterminación radicaba en la discontinuidad, para Bohr lo radical fue el concepto de dualidad onda-corpúsculo. En su opinión, las matemáticas no pueden probar ninguna verdad física, solo mostrar la consistencia de un formalismo y su adecuación para expresar relaciones entre los datos físicos. Por lo tanto, para Bohr, el hecho de que las dos relaciones, la de De Broglie, que asociaba una onda de materia a todo corpúsculo, y la de Einstein, que asociaba un cuanto de luz a la radiación, se combinaran en su derivación de las relaciones de indeterminación, era la prueba de la necesidad de usar a la vez las dos descripciones clásicas de los fenómenos físicos, corpuscular y ondulatoria, aunadas generando la descripción cuántica.

Las ideas de Bohr se impusieron, y la filosofía de la complementariedad impregnó el desarrollo de la física cuántica por décadas. Hoy en día, se le sigue considerando, en parte, dentro de la interpretación ortodoxa o de Copenhague, pero la física avanza, y lo que durante décadas recientes fue ortodoxo, ya lo es menos. Nuevos hallazgos y desarrollos teóricos van abriendo paso a la idea de que, para las entidades del microcosmos, donde las reglas cuánticas imperan sin alternativa, onda y corpúsculo son términos ajenos, válidos solo para realizar descripciones en los contextos experimentales que permitan evocaciones del lenguaje y las imágenes clásicas, lo que no siempre es posible.

Ya desde los inicios de la teoría cuántica, muchos físicos juzgaron que no tenía demasiado sentido hacer corresponder el término clásico «partícula» con un electrón al que no se le podía asociar una trayectoria definida. En palabras de Schrödinger en 1931:

Bajo una mínima reflexión quedará claro que el objeto al que se refiere la mecánica cuántica no es un punto material en el viejo sentido de la palabra. Un punto material en ese sentido es algo situado en un lugar determinado [...] Y si tiene un lugar determinado en todo momento dado, entonces seguramente debe tener una trayectoria definida, y también puede suponerse una velocidad definida. Sin embargo, parece que la mecánica cuántica prohíbe la concepción de una trayectoria bien definida [...] Hemos dejado de creer en las órbitas circulares y elípticas dentro del átomo. Hablar de electrones [...] como puntos materiales y, sin embargo, negar también que tienen órbitas definidas, parece a la vez contradictorio y absurdo.

La filosofía cuántica de la complementariedad queda descrita en las siguientes palabras del mismo Bohr:

[El postulado cuántico] nos obliga a adoptar un nuevo modo de descripción designado como complementariedad, en el sentido de que cualquier aplicación de conceptos clásicos impide el uso simultáneo de otros conceptos clásicos que, en una conexión diferente, son igualmente necesarios para la elucidación de los fenómenos.

¿ONDA O CORPÚSCULO? Ψ , UN CAMPO CUÁNTICO DE PROBABILIDAD

El formalismo cuántico es suficiente para predecir correctamente los resultados observados hasta la fecha en múltiples experiencias, en los más diversos campos relacionados y disciplinas científicas que la aplican, como la óptica cuántica, la electrodinámica cuántica, la física del estado sólido, la información cuántica, la electrónica física... La lista es larga. En todas ellas, solo el hecho de requerir una comprensión que incorpore imágenes o representaciones mentales sujetas a las percepciones cotidianas hace aparecer términos conceptuales ontológicos como «onda» y «partícula», sin relevancia de orden predictivo. De hecho, en la

moderna teoría cuántica de campos se prescinde por completo de esos términos en su significado clásico: las partículas se convierten en excitaciones de los campos cuánticos, y estos, en opinión de algunos, en los componentes ontológicos de la realidad.

Heisenberg ya había advertido en 1958 sobre los problemas que conllevaba forzar el uso de los conceptos clásicos allí donde se ajustan a la naturaleza de modo incorrecto:

El concepto de complementariedad introducido por Bohr en la interpretación de la teoría cuántica ha animado a los físicos a usar un lenguaje ambiguo en lugar de uno sin ambigüedades, a emplear los conceptos clásicos de una manera algo vaga [...] Cuando este uso vago y poco sistemático del lenguaje conduce a dificultades, el físico tiene que retirarse hacia el esquema matemático y su correlación inequívoca con los hechos experimentales.

Nos atrevemos a interpretar que su propuesta fue sustituir la pregunta «¿Cómo podemos describir los nuevos fenómenos con los esquemas teóricos que tenemos?» por otra que resume la metodología de la nueva física cuántica: «¿No será que solo pueden presentarse las situaciones experimentales que pueden expresarse con el formalismo matemático?».

Lo anterior no parece óbice para que se siga utilizando habitualmente el término «partícula», y así se denominan hoy en día los electrones y otras entidades materiales. Los intentos de introducir nuevos términos, como «quantón», que aunaran las características corpusculares y ondulatorias en sí, sin ligazón preestablecida con ninguna imagen mental clásica, han tenido escaso éxito. No obstante, empeñarse en señalar unos presuntos «absurdos cuánticos», derivados de la imposición o traslado de una imagen clásica sobre los objetos cuánticos, que no se comportan, desde luego, como «bolitas» clásicas, ni como ondas reales, eso sí carece de sentido. Es la consecuencia de un pensamiento anclado en lo clásico, que pretende imponer su molde allí donde deja de ser válido.

Y, respecto a la radiación, está todavía más claro, si cabe, que conceptualizar al fotón como un corpúsculo es descabellado.

ONDA Y CORPÚSCULO OBSERVADOS A LA VEZ

En contra de lo que Bohr supuso, existen situaciones experimentales en las que los aspectos que —en física clásica— se definirían como ondulatorio y corpuscular se manifiestan simultánea y totalmente en un mismo sistema individual. Por ejemplo, el experimento del doble prisma, en el que se observa a la vez un efecto túnel, asociado con un comportamiento ondulatorio de la radiación, y una anticoincidencia perfecta en la razón de conteo de dos detectores, asociada con su carácter corpuscular («anticoincidencia» significa que dos detectores preparados para detectar radiación nunca señalan a la vez su presencia). Propuesto por Partha Ghose y Girish Agarwal en 1991, y realizado después por otros autores, el experimento se basa en la idea del «doble prisma» de Bose. Se toman dos prismas capaces de reflejar y transmitir radiación, y se combinan enfrentados, separados por un hueco de aire que va a actuar como barrera de potencial, infranqueable clásicamente para la energía de la radiación que se va a hacer incidir (véase la figura). Si la separación entre los dos prismas se estrecha lo suficiente, del orden de la longitud de onda de los fotones incidentes, se observa un efecto túnel, esto es, cierta transmisión de radiación entre los prismas que estaría prohibida en términos de la física clásica de corpúsculos, por existir una barrera infranqueable para la energía asociada a los fotones incidentes.

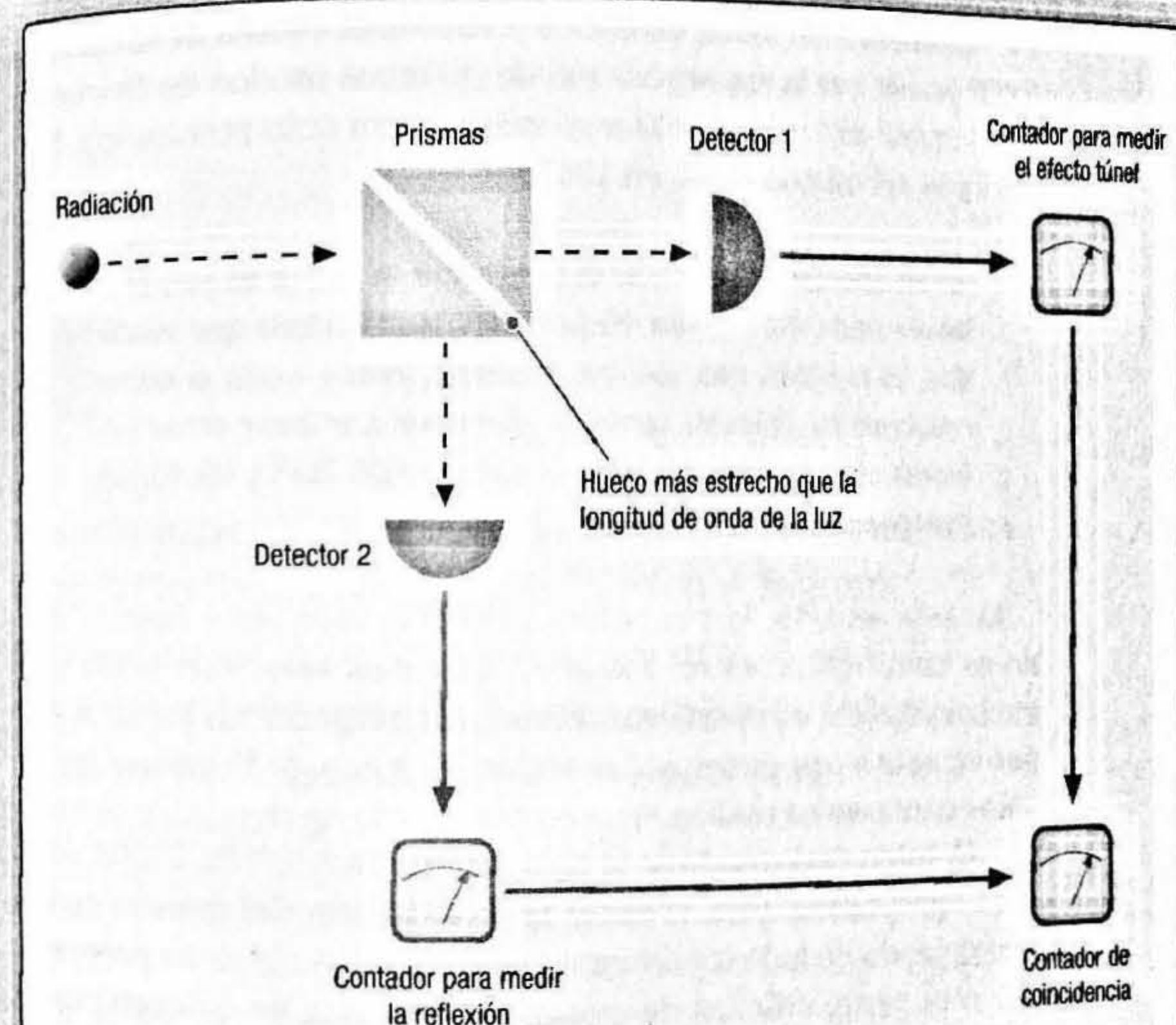
Muchos fotones a la vez: detección en coincidencia

Cuando el detector 1 en la figura señala la presencia de radiación, desde una interpretación clásica puede considerarse confirmada su naturaleza ondulatoria, ya que a una partícula con la energía correspondiente a la frecuencia empleada le estaría vedado atravesar la barrera de potencial que constituye el hueco de aire entre los dos prismas. En el montaje, además, parte de la radiación se refleja en el primer prisma, de manera que, en una descripción clásica, se consideraría propagándose por el correspondiente camino hacia el detector 2, un recorrido simultáneo al anterior para una onda. Así pues, en general, lo que se espera en este experimento desde el punto de vista ondulatorio es que la radiación se propague por los dos caminos ópticos posibles, alcanzando los dos detectores a la vez y provocando, como sucede, que señalen «en coincidencia», ya que, desde ese punto de vista ondulatorio, la luz puede saltar el hueco por efecto túnel.

Un fotón cada vez: dos caminos a la vez y detección en anticoincidencia

Ahora bien, si se emplea radiación incidente de carácter monofotónico, es decir, se lanzan pulsos de radiación que garanticen que, en cada realización experimental, nunca haya a la vez más de un fotón en viaje desde la entrada en el prisma hacia los detectores, entonces estos pasan a señalar radiación en régimen de anticoincidencia: nunca a la vez en la misma ventana temporal. En la imagen clásica, esta ausencia de detección en coincidencia da pie a una interpretación de la luz como compuesta de corpúsculos indivisibles, ya que implicaría —insistimos: en una descripción clásica— que la luz se está propagando por un solo camino de entre los dos posibles, mientras que la luz interpretada como fenómeno ondulatorio podría recorrerlos a la vez. Pero el hecho de que en algunos eventos señale el detector 1 indica que se está pro-

duciendo un efecto túnel, algo que en la descripción clásica está vedado al corpúsculo. En definitiva, se ha conseguido un experimento en el que los «aspectos» ondulatorio y corpuscular se manifiestan simultánea y totalmente en un sistema individual. Para su realización se requiere una fuente que emita auténtica luz monofotónica, compuesta de fotones antiagrupados (del inglés *antibunched*), lo que garantiza que no hay probabilidad apreciable de que el dispositivo esté siendo atravesado por más de un fotón en cada instante.



Esquema del experimento del doble prisma de Bose. Dos prismas combinados dejando entre ellos un hueco de aire constituyen un dispositivo que permite observar a la vez: un efecto túnel, registrado por el detector 1 y por el que la radiación atraviesa los dos prismas (aspecto ondulatorio de la radiación), y una detección en anticoincidencia estricta de los dos detectores de radiación del montaje cuando se emplea luz compuesta por pulsos monofotónicos (aspecto corpuscular de la radiación).

Cualquiera que diga que puede pensar sobre física cuántica sin conmocionarse, solo demuestra que no ha comprendido nada.

NIELS BOHR

Richard Feynman afirmó que a la pregunta «¿Dónde está el fotón?», la respuesta es «Nadie lo sabe, y lo mejor es que no se intente pensar sobre ello». En la teoría cuántica de campos, el fotón se conceptualiza como un modo de excitación del campo electromagnético y puede deslocalizarse ocupando un considerable volumen. Asimismo, en óptica cuántica el estado de un único fotón puede ser la superposición de diversos modos de frecuencia (aunque al medir se obtenga siempre un solo resultado). En palabras del mismo Bohr, en 1967:

Es un absoluto sinsentido el preguntar si la luz es «en realidad» onda o partícula. Nunca debemos olvidar que *realidad* es también una palabra humana, como *onda* o como *consciencia*. Nuestra tarea es aprender a utilizar estas palabras correctamente, es decir, sin ambigüedad y de forma consistente.

En este sentido, la verdadera pregunta científica hoy en día no es tanto «¿Qué es un fotón?», sino más bien «En estas circunstancias experimentales, ¿cómo se comporta un fotón?». Lo que vendría a responder a la anterior pregunta de Feynman, pero solo cuando se ha realizado un experimento de detección fotónica: «El fotón está donde se le ha detectado».

Las propuestas para abordar la descripción del mundo cuántico dejando de lado totalmente los conceptos clásicos parecen, por otra parte, difíciles de culminar, si es que se quieren construir relatos verbales más allá del matemático, en rigor el único correcto. Los humanos parece que necesitamos visualizaciones, y esas películas mentales de las experiencias solo pueden filmarse con protagonistas clásicos. Heisenberg lo resumió al decir que «es inútil discutir qué podríamos hacer si fuéramos seres distintos», o, como él mismo citaba, en palabras de Carl von Weizsäcker: «La naturaleza es anterior al hombre, pero el hombre es anterior a la ciencia natural».

CAPÍTULO 4

Realidad indeterminada: no ser percibido es ser superpuesto

En nuestro mundo cotidiano, los objetos suelen tener sus propiedades bien determinadas, siendo inconcebible para la mente humana, por ejemplo, que un objeto no ocupe un lugar concreto del espacio. En mecánica cuántica, para un objeto que no está siendo observado, esa cualidad es del todo posible.

Llegados a este punto, poca duda habrá de que la descripción cuántica de la naturaleza es, esencialmente, matemática, como no podía ser de otra manera, puesto que es una descripción científica. Pues bien, en el marco formal cuántico, los sistemas físicos poseen una capacidad que los aleja definitivamente de la analogía clásica: pueden ocupar un estado de superposición respecto a los valores de algunas de sus propiedades. Es más, debe asumirse que las propiedades de este tipo, denominadas *contextuales*, no poseen en general valores determinados antes de su medida, ya que, en caso contrario, se ha demostrado que el formalismo matemático desemboca en la inconsistencia. En consecuencia, la medida de esta clase de propiedades sobre un sistema físico aflora un resultado que depende del diseño concreto del experimento realizado o «contexto» de la medida. Son propiedades contextuales, por ejemplo, la posición, el momento, el espín...; en cambio, la carga eléctrica es un ejemplo de propiedad no contextual.

Las superposiciones cuánticas, está claro, configuran un mundo irreconciliable con el pensamiento clásico y su modo de concebir la realidad. Antes de proporcionar algunos ejemplos de sistemas reales en superposiciones cuánticas, es importante hacer una pre-

cisión fundamental: no hay que confundir los estados cuánticos superpuestos con lo que en física clásica constituiría un estado mixto estadístico. Por ejemplo, si lanzamos al suelo una moneda, tan fina que nunca pueda quedarse de canto, cuando reposa en el suelo pero todavía no conocemos si ha caído de cara o de cruz, la descripción estadística clásica del estado de la moneda integra las dos posibilidades, cara y cruz, con probabilidades respectivas del 50%. Ahora bien, esta descripción clásica asume que la moneda «está» realmente de cara o de cruz, lo que pasa es que nosotros lo ignoramos, porque no lo hemos visto todavía, pero hay en todo caso una realidad objetiva determinada. Es decir, que el estado mixto estadístico clásico refleja nuestra ignorancia subjetiva sobre una indiscutible realidad objetiva. La situación de una moneda cuántica, con una función de onda que superpone los dos posibles resultados (cara o cruz) de la correspondiente medida (la mirada), es por completo diferente. No se trata de que nuestra ignorancia subjetiva nos obligue a postular una superposición de posibilidades, ¡es que la teoría cuántica asume que la moneda «está» en ese estado de superposición de cara y cruz! Numerosos experimentos justifican y convierten esta asunción en plausible, por alejada de nuestra intuición clásica que nos parezca.

LAS SUPERPOSICIONES CUÁNTICAS Y LOS VALORES INDETERMINADOS

Sean dos funciones de onda, Ψ_1 y Ψ_2 , asociadas con sendos estados de un sistema físico, y formemos lo que se denomina una combinación lineal de ambas, o *superposición coherente*, de expresión general $\Psi = \alpha\Psi_1 + \beta\Psi_2$, donde α y β representan dos números complejos arbitrarios. El principio de superposición, un componente indispensable de la teoría matemática desarrollada, establece que la nueva función Ψ representa también, en general, un estado del sistema.

Si ahora consideramos la ecuación de Schrödinger, la ecuación matemática que satisfacen las funciones de onda Ψ que describen los estados de los sistemas cuánticos no relativistas, nos encon-

tramos con que posee también una propiedad de linealidad, de modo que cualquier combinación lineal de dos funciones de onda, soluciones de la misma ecuación de Schrödinger, es a su vez solución de dicha ecuación. Este resultado, lejos de quedar confinado en el abstracto mundo matemático, se traslada a la descripción cuántica de la realidad natural, con unas consecuencias que, repetimos, son irreconciliables con las percepciones cotidianas del mundo macroscópico. Veámoslo con un ejemplo.

Hemos visto cómo la única manera de explicar los resultados del histórico experimento de Stern-Gerlach fue introducir una nueva magnitud física, sin análogo clásico, un momento angular intrínseco denominado espín. Recordemos que es una magnitud vectorial y que presenta un fenómeno de cuantización espacial: fijada una dirección en el espacio (que suele marcarse como un eje Z), el correspondiente vector \vec{S} solo puede tomar algunas orientaciones particulares. Para un espín con valor $s = 1/2$, un grupo de esas orientaciones permitidas se corresponde con la proyección de \vec{S} , sobre la dirección especificada, con valor $+\hbar/2$ y apuntando según el sentido positivo (creciente) del eje Z (vector \vec{S} , proyección o componente $+\vec{S}_z$, resultado convencionalmente representado como \uparrow). El otro grupo de orientaciones está formado por las que, opuestas a las anteriores, proporcionan en su proyección el valor $-\hbar/2$ (vector $-\vec{S}$, proyección o componente $-\vec{S}_z$, resultado \downarrow). Estos hechos, demostrados experimentalmente, se reflejan en la figura 1 (puede consultarse también la figura 7 del capítulo 2).

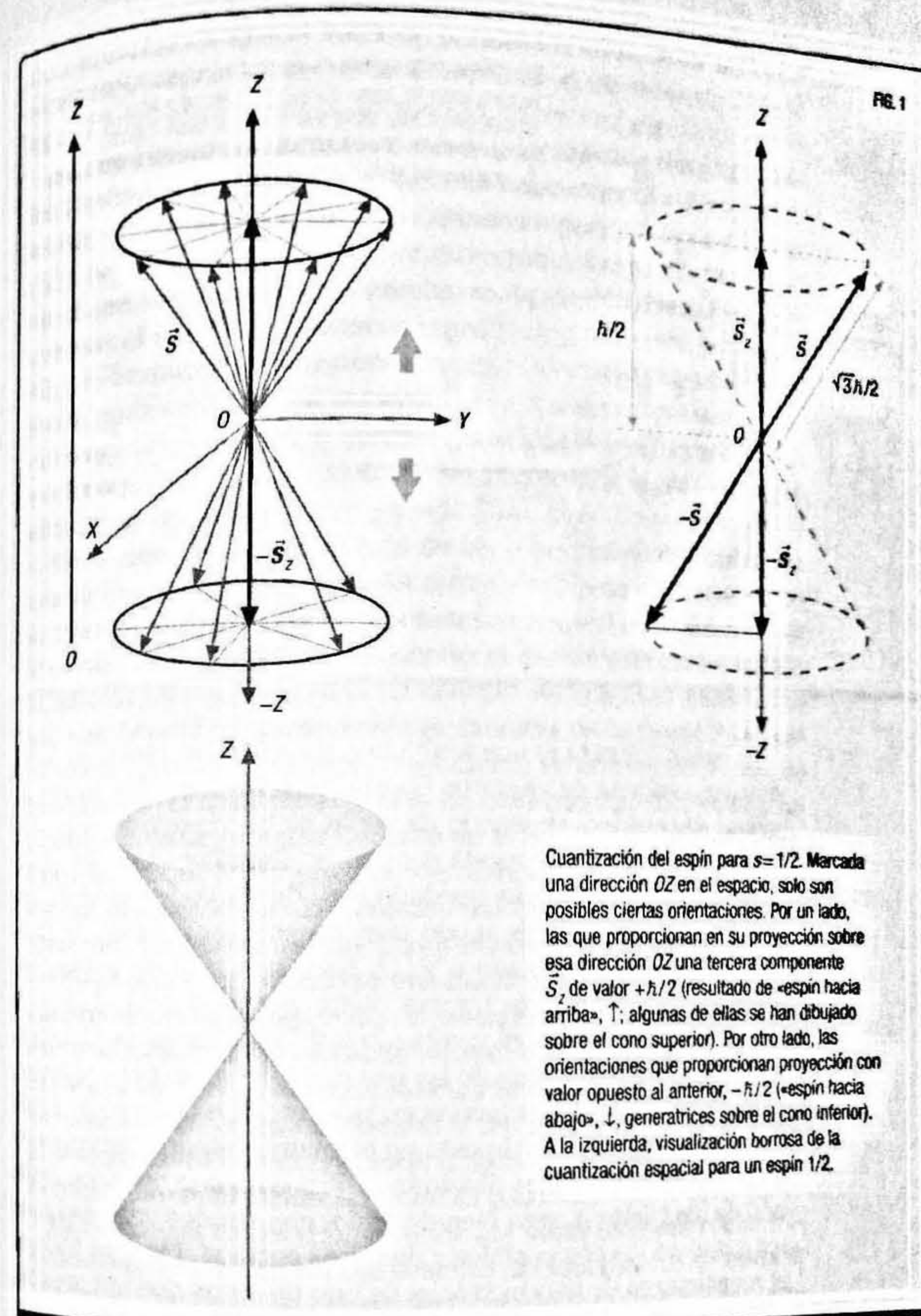
Imaginemos ahora un haz de electrones que se propagan en una región del espacio donde no hay ningún dispositivo experimental preparado para medir espines, es decir, no han interactuado por el momento con ningún dispositivo tipo Stern-Gerlach. ¿Cuál es la descripción mecano-cuántica para el estado de espín de cada electrón? Pues una función de onda que encierra matemáticamente el hecho de que, antes de haber sido some-

Nuestro yo está hecho de la superposición de nuestros estados sucesivos. [...] Perpetuamente se producen levantamientos que hacen aflorar a la superficie las capas antiguas.

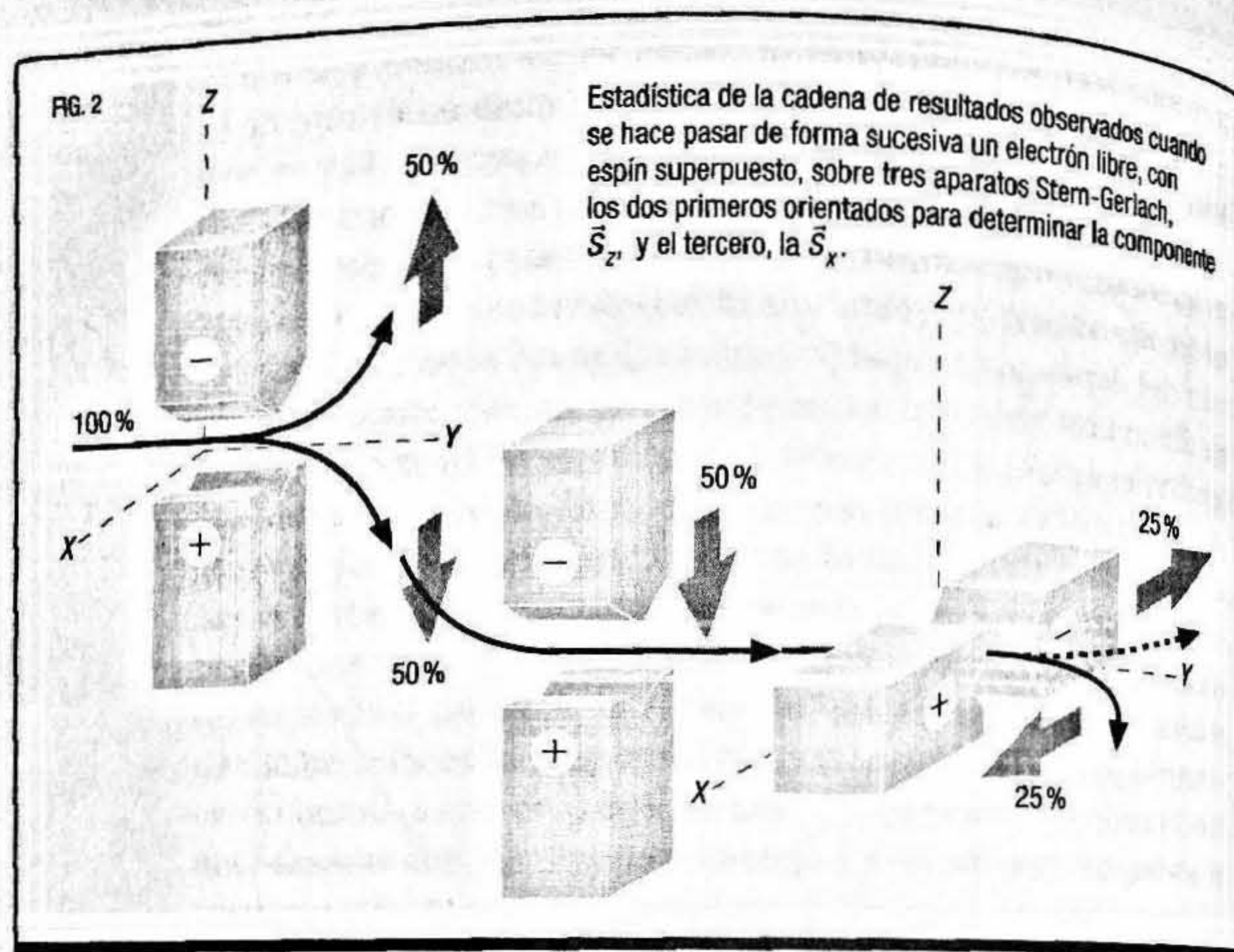
MARCEL PROUST

tido a una medida de su espín, el electrón, una partícula con $s=1/2$, no tiene definida la orientación de su espín. Es decir, este se halla en una superposición de todas las posibles orientaciones compatibles con la cuantización descrita, sin que pueda suponerse que posee de forma determinada ninguna de ellas. Vendría a corresponderse con la situación «borrosa» que se ha representado en la figura 1, abajo.

¿Qué sucede con un electrón, con su espín en un estado de superposición como el descrito, cuando es sometido a un experimento de medida de su espín según una dirección dada (eje Z)? Por ejemplo, supongamos que se le hace pasar por un dispositivo tipo Stern-Gerlach, similar al que se usó en el pionero experimento de 1925. Según el postulado cuántico correspondiente, su función de onda, inicialmente superpuesta en una suma de las posibilidades \uparrow y \downarrow , simbolizable como $\Psi(\uparrow\downarrow)$, se reduce (colapsa) a una de ellas, de manera que emerge uno, y solo uno, de esos dos resultados posibles. Es decir, por la medida, la componente del espín según el eje Z ha quedado determinada. Pero obsérvese que esto no significa que el espín (vector) en sí haya quedado por completo definido en su orientación, tan solo se han reducido las posibilidades a la mitad, al desaparecer el grupo de orientaciones correspondientes al sentido contrario al obtenido. Por ejemplo, si el resultado del experimento ha sido \downarrow , la parte de la función de onda correspondiente al espín \vec{S} seguirá siendo una superposición, pero ahora involucrando solo las generatrices situadas sobre el cono inferior en la figura 1. Subsiste una superposición de posibilidades para \vec{S} , pero ya con la tercera componente \vec{S}_z determinada «hacia abajo»; representaremos este estado como $\Psi(\downarrow)$. Y si ese mismo electrón se lleva después a un segundo Stern-Gerlach, preparado para medir de nuevo el espín según la misma dirección (eje Z) antes medida, entonces ya no se altera el resultado. Es decir, vuelve a obtenerse \downarrow y la función de onda no cambia. De modo que, en tanto en cuanto el sistema no sea sometido a nuevos experimentos de otros tipos, por ejemplo, diseñados para medir propiedades complementarias con \vec{S}_z , se conservará esa función de onda adscrita al estado a partir de la primera medida.



Cuantización del espín para $s=1/2$. Marcada una dirección OZ en el espacio, solo son posibles ciertas orientaciones. Por un lado, las que proporcionan en su proyección sobre esa dirección OZ una tercera componente \vec{S}_z de valor $+\hbar/2$ (resultado de «espín hacia arriba», \uparrow ; algunas de ellas se han dibujado sobre el cono superior). Por otro lado, las orientaciones que proporcionan proyección con valor opuesto al anterior, $-\hbar/2$ («espín hacia abajo», \downarrow , generatrices sobre el cono inferior). A la izquierda, visualización borrosa de la cuantización espacial para un espín $1/2$.



La figura 2 ilustra lo que acabamos de decir: un electrón atraviesa una cadena de aparatos Stern-Gerlach. Antes de entrar al primer dispositivo, su estado de espín se corresponde con una función de onda superpuesta general $\Psi(\uparrow\downarrow)$. Tras salir de él, la tercera componente \vec{S}_z ha quedado bien definida, la mitad de las veces «hacia arriba», de modo que, en esas ocasiones, la función de onda ha cambiado a $\Psi(\uparrow)$. La otra mitad de las veces, se obtendrá un valor de tercera componente «hacia abajo», y la función de onda habrá cambiado a $\Psi(\downarrow)$. Para cada electrón individual, solo se da una de las dos posibilidades, pero si hacemos el experimento muchas veces, para un gran número de electrones preparados inicialmente en el mismo estado superpuesto $\Psi(\uparrow\downarrow)$, los resultados se dividirán al 50% en dos grupos, en cada uno de los cuales \vec{S}_z está bien definido, con sendos valores iguales a uno de los dos posibles y distintos entre sí. De esta forma, si a cualquiera de los electrones de uno de estos dos subgrupos se le hace atravesar de nuevo por un Stern-Gerlach orientado de

la misma forma que el anterior, para todos ellos ahora se repite el resultado previo, como se observa en el dibujo central de la figura 2, en el caso del resultado (\downarrow).

Ahora bien, por ejemplo, si a cualquier electrón del grupo que ha quedado en el estado $\Psi(\downarrow)$ se le hace atravesar después un tercer Stern-Gerlach, esta vez dispuesto para medir la proyección del espín sobre cualquier dirección del espacio distinta al eje Z (en la figura 2, a la derecha, se ha elegido como nueva dirección el eje X), entonces se reproduce la situación inicial. En efecto, respecto a esa nueva dirección, el espín está totalmente indeterminado, esto es, superpuesto, de manera que su proyección según ese eje X, o componente \vec{S}_x , saldrá la mitad de las veces según el sentido positivo (resultado \rightarrow) y, la otra mitad, en el sentido opuesto (resultado \leftarrow).

Otro ejemplo sorprendente de las superposiciones cuánticas nos lo proporciona el electrón deslocalizado en un átomo de hidrógeno, un sistema que ya comentamos en el capítulo anterior y cuya «imagen» cuántica cuando el átomo está en su estado fundamental —o más bajo en energía del conjunto discreto de los que le están permitidos— se muestra en la figura 2 del capítulo 3 (pág. 82). Esta representación se corresponde con un modelo en el que, en ausencia de observación, el electrón no ocupa ninguna posición definida en el espacio real. Ahora bien, hay una probabilidad precisa, asociada a cada punto del espacio, de que al realizar en un instante t una medida de su posición, el electrón se localice en ese punto concreto. Esa probabilidad la proporciona el campo de probabilidad Ψ , a través del valor $|\Psi|^2$. De esta manera, el concepto de órbita de los modelos precuánticos quedó sustituido por el de orbital, que no es sino una región del espacio, con un tamaño, forma y orientación específicos, dependientes del estado particular Ψ del átomo, dentro de la cual el electrón será casi con seguridad localizado como resultado de una medida de determinación de su posición.

¿Dónde está el electrón antes de que sobre un átomo de hidrógeno concreto, en un estado descrito por una función de onda Ψ particular, se haga un experimento que lo localice? Dada la imposibilidad del lenguaje convencional —no matemático— para

responder adecuadamente, unos describen la situación diciendo que está en todas partes, y otros diciendo que en ninguna. En rigor, lo que el formalismo proporciona es la probabilidad de que sea localizado en el instante t en un punto determinado, como resultado de una medida de su posición. Es decir, antes de su localización la función de onda lo describe como una superposición de posibilidades, en la que cada sumando, en particular, sería la descripción cuántica asociada con el estado del sistema tras una medida concreta: la que ha producido la localización del electrón en ese punto determinado del espacio-tiempo.

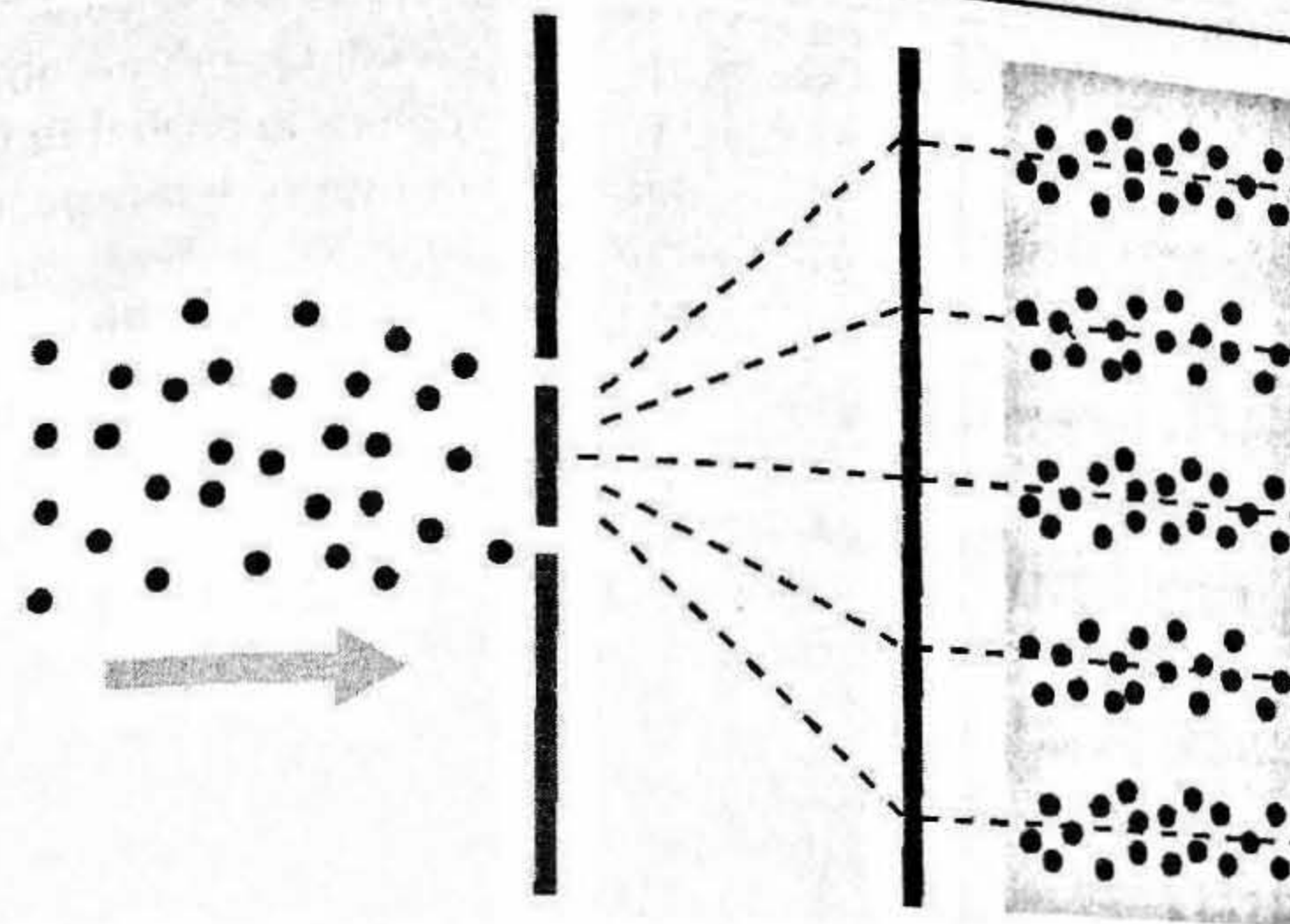
LA DOBLE RENDIJA

Recordemos el experimento de la doble rendija que Thomas Young hiciera al principio del siglo XIX y que supuso para la física clásica la confirmación de la naturaleza ondulatoria de la luz. Este experimento se ha convertido en paradigmático para la mecánica cuántica, tanto que Richard Feynman afirmó en 1965 que es «un fenómeno que encierra el corazón de la mecánica cuántica; de hecho, contiene el único misterio». El experimento se ha realizado hoy en día no solo con radiación, es decir, luz (fotones), sino también con partículas materiales subatómicas, como electrones y neutrones, e incluso con moléculas más pesadas, como los fullerenos, compuestas por más de 60 átomos. Los resultados son análogos a los obtenidos para la radiación.

En todos estos experimentos son posibles dos configuraciones alternativas. Si el dispositivo no incluye un mecanismo para determinar por cuál de las dos rendijas posibles pasa cada partícula material o fotón del haz incidente, entonces sobre la pantalla donde se registran los impactos finales se acaba formando, cuando se ha producido un número suficiente de ellos, un patrón interferencial, según se muestra en la figura 3a) (configuración experimental A). Si el dispositivo incluye un medio o contador que permita determinar por qué rendija concreta, de las dos disponibles, pasa cada partícula material o fotón del haz incidente, entonces en la pantalla final desaparece el patrón interferencial,

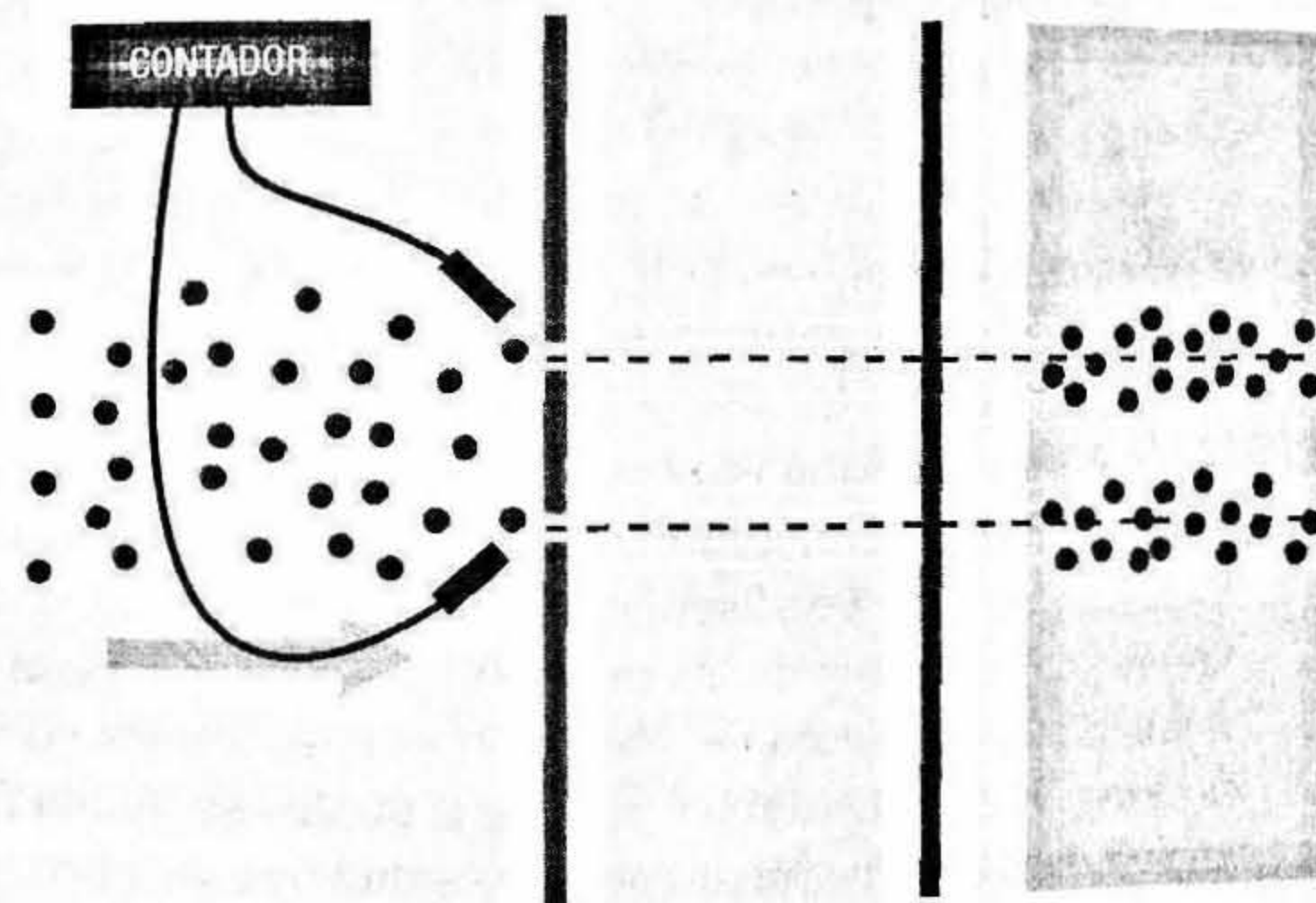
FIG. 3

a)



Experimento de la doble rendija en la configuración A, sin dispositivo de determinación de rendija atravesada por cada objeto incidente, de forma que hay indistinguibilidad entre los dos caminos posibles. El resultado observado muestra un patrón interferencial, constituido por una sucesión alternada de unas zonas donde se acumulan los impactos y otras donde apenas se producen: lo esperable para ondas según la teoría clásica.

b)



Resultado del experimento de doble rendija en la configuración B, cuando se incorpora un dispositivo contador de determinación de rendija atravesada por cada objeto incidente, es decir, cuando hay distinguibilidad entre los dos caminos posibles. Se observan solo dos zonas de concentración de impactos, frente a las dos rendijas. El patrón responde a lo esperable para corpúsculos según la teoría clásica.

observándose en su lugar dos manchas producidas por la acumulación de impactos en las zonas frente a cada rendija, según se muestra en la figura 3b) (configuración experimental B).

El experimento también puede realizarse, y así se ha hecho, de forma que nunca coincidan en el dispositivo dos entidades incidentes a la vez; es lo que se denomina doble rendija con incidencia «uno a uno». Por ejemplo, en 1989 y en los laboratorios Hitachi, un equipo de investigadores dirigido por Akira Tonomura tomó la secuencia de fotografías que se muestra en la página contigua, en un experimento en el que se hacían incidir electrones lanzados uno a uno, sin incorporar ningún dispositivo de detección de rendija atravesada.

Empleando radiación, los resultados tampoco difieren si se hacen incidir pulsos monofotónicos, es decir, se controla que nunca atraviese el dispositivo más de un fotón a la vez. Pero es importante precisar que, en contra de lo que a veces se lee, para conseguir esta condición «uno a uno» no basta con atenuar mucho la intensidad de la radiación incidente. La condición uno a uno, o de pulsos monofotónicos, requiere utilizar luz integrada por fotones «antiagrupados» (*antibunched*), un tipo de luz no clásica con la que se empezó a trabajar en rigor a partir de la década de los ochenta, después de que Philippe Grangier, Gérard Roger y Alain Aspect publicaran, en 1986, los primeros experimentos de interferencia con luz verdaderamente establecida como monofotónica.

Cuando el experimento se realiza en la modalidad A y con incidencia uno a uno, según se aprecia en las fotografías, la figura interferencial se construye progresivamente, a medida que el número de impactos sobre la pantalla va aumentando; dónde va a ocurrir cada impacto es imprevisible y, para cada impacto, dónde llega el siguiente es también aleatorio; para cada realización global, el orden de sucesión de los impactos sobre la pantalla es distinto e imprevisible.

¿Hasta qué límite de tamaño se pueden observar efectos interferenciales en un experimento de doble rendija con partículas materiales? No hay una respuesta precisa; el hecho es que, para que se produzcan interferencias, el tamaño de las rendijas debe ser del orden de magnitud de la longitud de onda de De Broglie

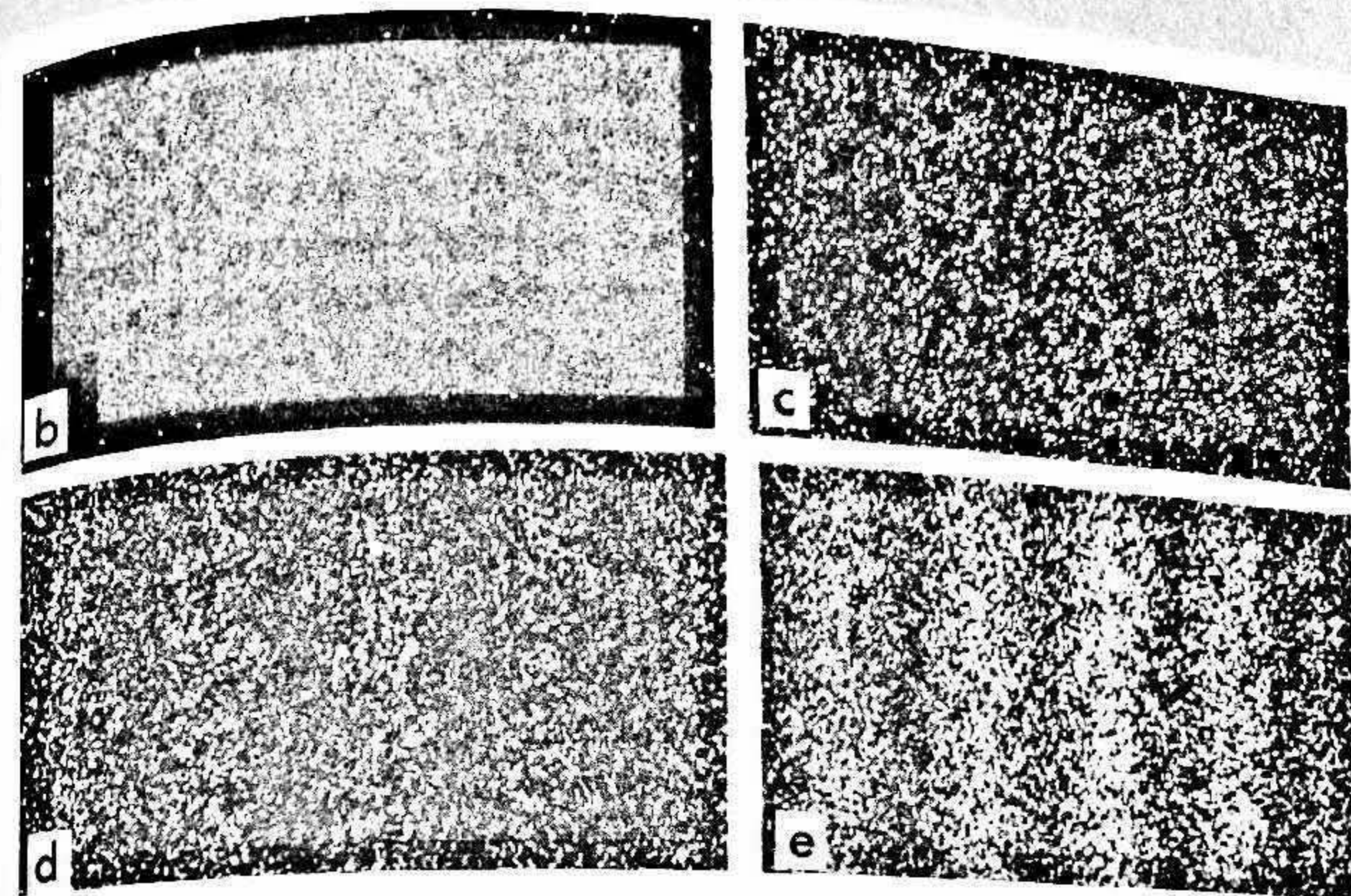
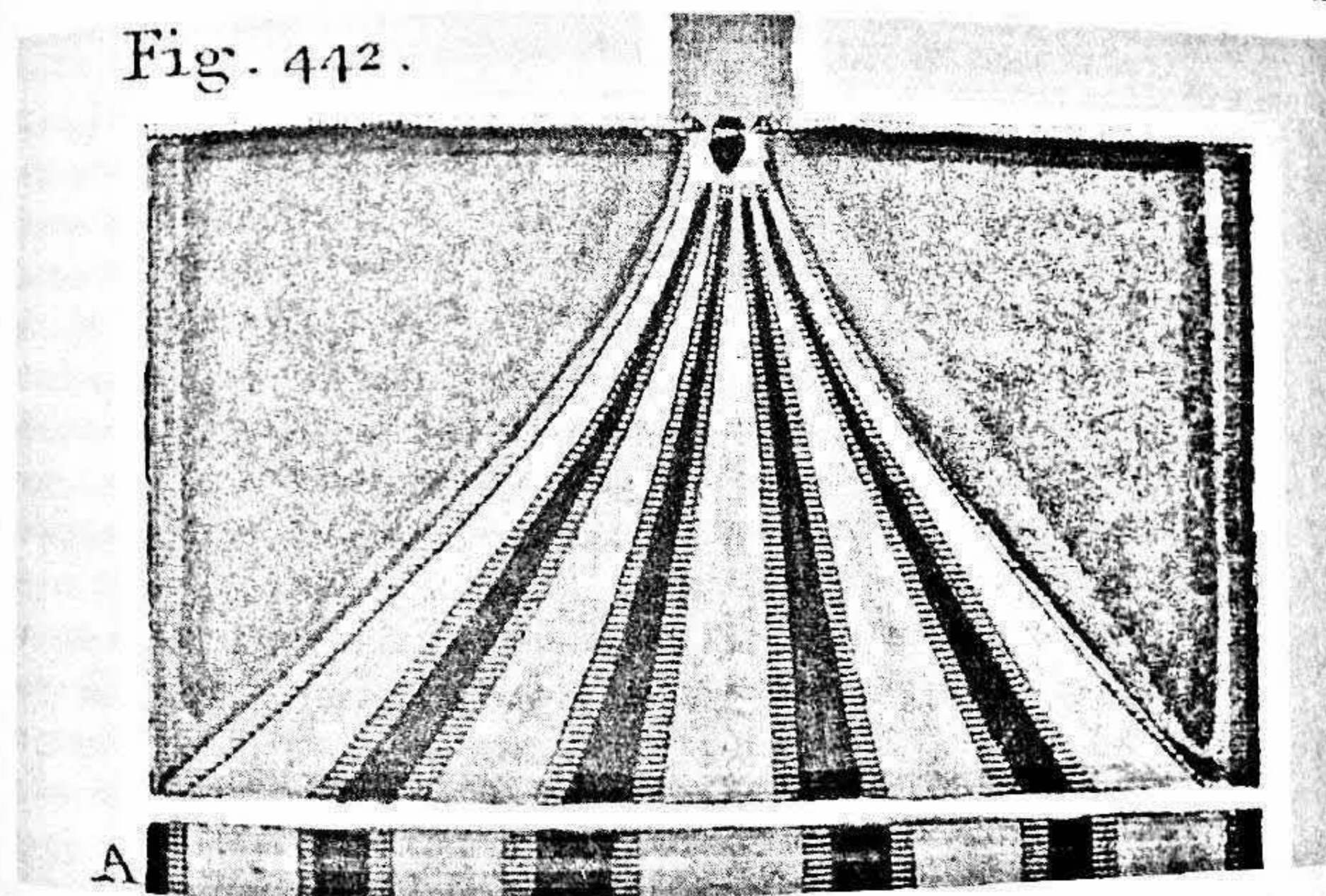


Fig. 442.



Arriba, secuencia progresiva de distribución de impactos de electrones sobre la pantalla registradora en el experimento de Tonomura de 1989, un experimento de doble rendija con electrones lanzados uno a uno y sin detección de rendija atravesada (configuración tipo A). Debajo, una de las figuras que ilustraban las Conferencias de Thomas Young, que muestra el resultado de su famoso experimento.

asociada a la partícula, $\lambda = h/p$, donde p representa el momento lineal de la partícula (masa por velocidad). Un simple cálculo nos proporciona, por ejemplo, un valor $\lambda = 6,6 \cdot 10^{-31}$ m para una bolita con masa de un gramo moviéndose con una velocidad de 1 m/s. ¡Imposible experimentar con estos tamaños de rendija! (al menos, por el momento). De forma que, si λ es demasiado pequeña, nos quedamos sin experimento de doble rendija con interferencias. No obstante, en 2008 se publicó la observación de un patrón interferencial empleando átomos de hidrógeno con una longitud de onda asociada $\lambda = 25 \cdot 10^{-15}$ m, y por ahí más o menos debe andar el récord hoy en día. Como comparación, en el estado fundamental del átomo de hidrógeno la longitud de onda de De Broglie asociada al electrón es $\lambda = 3,3 \cdot 10^{-10}$ m.

En la descripción cuántica del experimento de la doble rendija con partículas materiales, la función de onda asociada Ψ es una superposición o suma de las dos que se corresponderían con las situaciones respectivas en las que cada objeto (electrón, átomo, molécula...) atraviesa el plano de las dos rendijas, R_1 y R_2 , a través de solo una de ellas, siendo su expresión $\Psi = \Psi_{R_1} + \Psi_{R_2}$. La predicción teórica sobre las zonas donde se van a acumular los impactos (franjas oscuras sobre la pantalla) o no (franjas claras) la proporciona la densidad de probabilidad $|\Psi|^2$, que no es igual a la simple suma de probabilidades $|\Psi_{R_1}|^2 + |\Psi_{R_2}|^2$, como sucedería con las análogas clásicas. En el caso cuántico, aparece un tercer sumando adicional, que podríamos decir que establece la interferencia entre los dos «caminos» clásicos posibles para un corpúsculo, trazados a través de cada una de las rendijas en dirección hacia la pantalla. Esa interferencia, análoga a la que se observa en un experimento con radiación clásica (ondas), subsiste siempre y cuando las dos posibilidades, asociadas respectivamente con esos dos caminos que recorrería cada objeto en la descripción clásica del experimento, sean indistinguibles. La corrección de la función de onda $\Psi = \Psi_{R_1} + \Psi_{R_2}$, cuyo módulo al cuadrado origina el sumando extra interferencial, ha quedado comprobada de forma exhaustiva al reproducir a la perfección lo observado en todas las modalidades de realización de este experimento. Es decir, la $|\Psi|^2$ proporciona mayor o menor probabilidad de impactos en las

zonas que aparecen en correspondencia en la realización experimental como zonas oscuras o claras sobre la pantalla (figura 3). En un experimento realizado con radiación se tiene exactamente el mismo resultado: la observación de un patrón interferencial no se deriva de un efecto de interferencia mutua entre distintos fotones, sino que depende exclusivamente de que el diseño experimental preserve la indistinguibilidad entre las distintas posibilidades o caminos ópticos posibles. El hecho de que el resultado final observado —el patrón interferencial— sea indiferente al uso o no de luz monofotónica así lo confirma.

Es frecuente leer sobre los experimentos de doble rendija la afirmación de que el principio de indeterminación es el responsable de que desaparezcan las interferencias en la configuración B, cuando se ha incorporado un dispositivo de detección-contador que permite averiguar cuál ha sido la rendija específica atravesada por cada entidad cuántica incidente. Tales relatos incorporan frases del tipo «La medición concreta de la rendija atravesada, vía las perturbaciones introducidas al realizar dicha medición, es la que destruye las interferencias». Pero no siempre es así; en rigor, es la propia distinguibilidad de los caminos correspondientes a las dos rendijas, que matemáticamente se refleja en la supresión del sumando extra en la expresión de $|\Psi|^2$, la que destruye las interferencias. El hecho es que, aunque haya contextos en que, efectivamente, las alteraciones que conlleva el proceso de medida hagan desaparecer la figura interferencial, basta con que los dos caminos sean distinguibles para que se anule el sumando extra interferencial en la expresión, aunque realmente no se lleve a cabo una operación que involucre las inexorables consecuencias del principio de indeterminación.

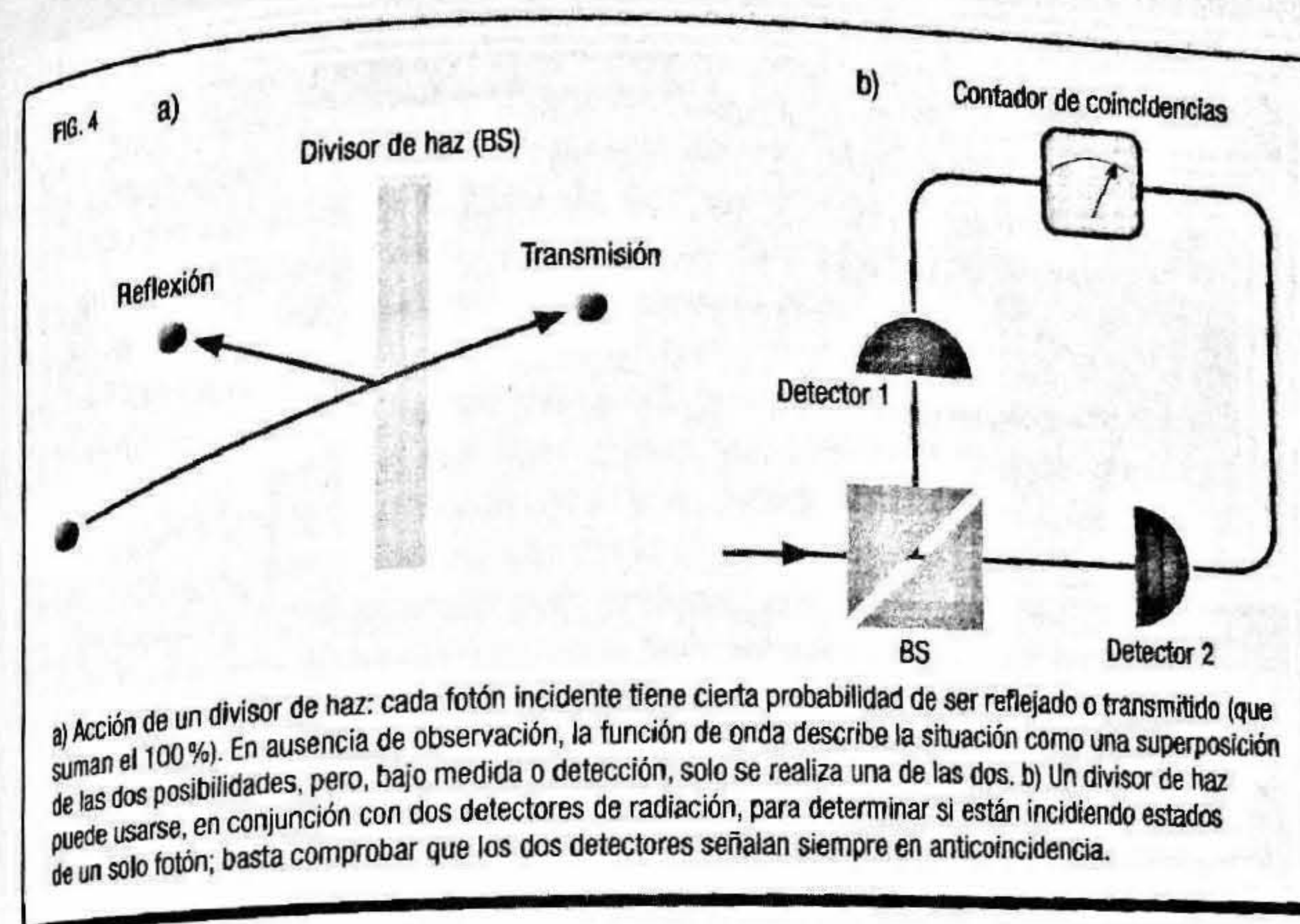
Considérese la pregunta: «¿Por qué rendija ha tenido lugar el paso de cada partícula?». Respuesta: en la configuración B, por la que haya determinado el aparato correspondiente; en la configuración A, estamos en un caso de superposición entre posibilidades (dos caminos indistinguibles), así que, como antes para el deslocalizado electrón en el átomo de hidrógeno, igual da responder «Por las dos a la vez» que «Por ninguna». Pragmáticamente, podemos declarar que solo tienen sentido físico aquellas cuestio-

nes que se pueden contestar experimentalmente. O, lo que es lo mismo, el famoso aforismo cuántico: «Los experimentos no realizados no tienen resultados». Y es que, finalizado un experimento sin haber determinado cuál de las rendijas se atravesó, ya no se puede volver atrás: la información requerida no existe.

Así, si los caminos son indistinguibles, y no se ha realizado la correspondiente determinación de rendija atravesada, entonces la anterior pregunta es metafísica, luego toda respuesta será igualmente metafísica, y no tiene ningún sentido afirmar que aunque no pueda determinarse cuál es la rendija atravesada, cada partícula «tiene que» haber pasado por una sola de ellas. Ese es el modo de pensar clásico, incompatible a menudo con los fenómenos cuánticos. Un escéptico cabal, probablemente cuántico ortodoxo, respondería con el silencio: la teoría predice correctamente todos los resultados experimentales, lo que ya resulta muy admirable e impresionante, sobre todo ante la falta de rivales (nuestro escéptico sería tachado de instrumentalista: nadie es perfecto).

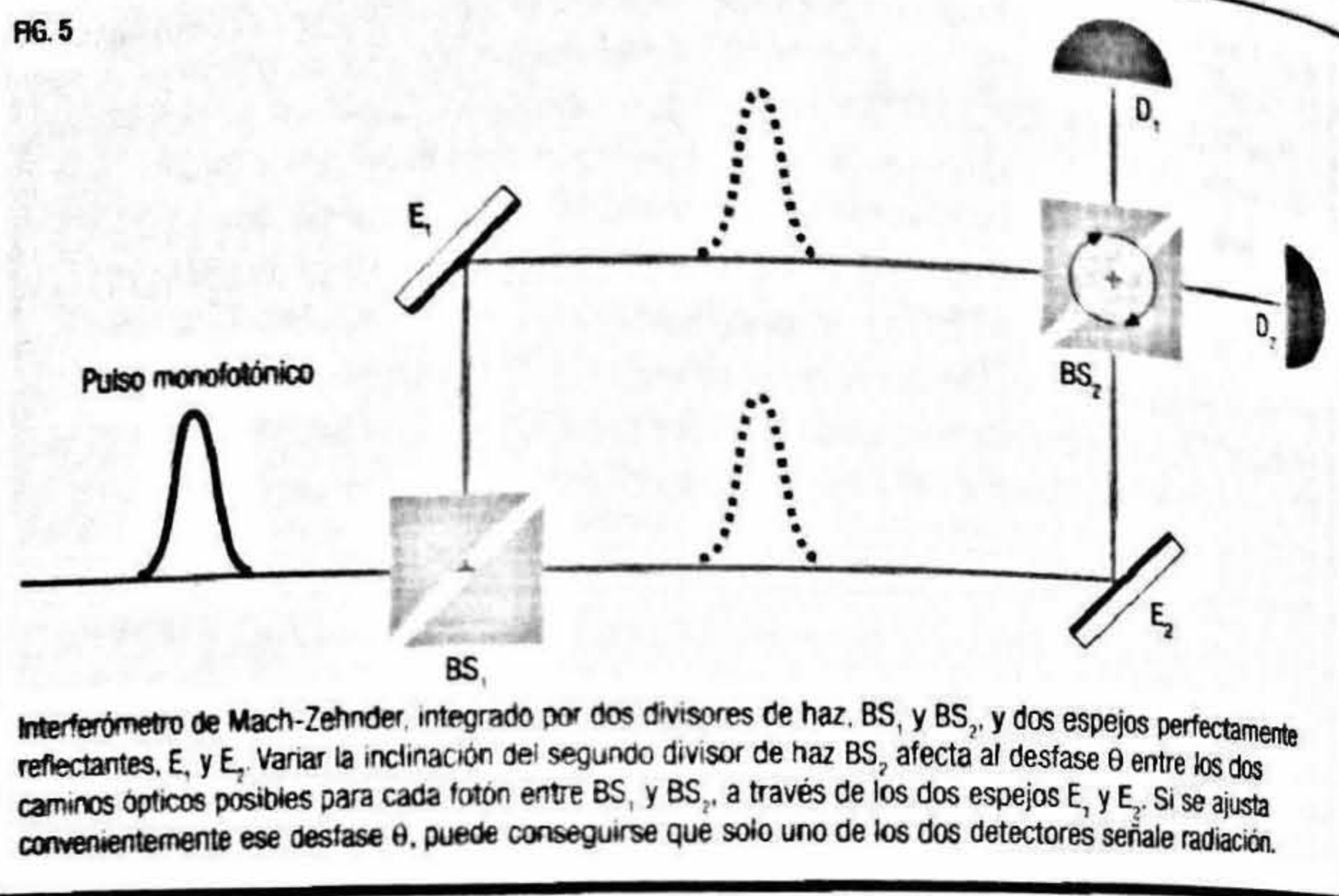
Actualmente, el paradigmático experimento de la doble rendija con radiación se ha modernizado, de manera que se suele realizar sin rendijas: han sido sustituidas por interferómetros, unos aparatos que vamos a tratar de describir de forma somera. En primer lugar, hay que decir que un interferómetro incorpora divisores de haz (en inglés, *beam-splitter*, BS). Un BS no es sino un espejo semirreflector, un dispositivo en el que un haz de luz incidente es parcialmente reflejado y parcialmente transmitido, según se muestra en la figura 4a). En el caso de que se hagan incidir pulsos de luz monofotónica, esto es, fotones de uno en uno, no hay manera, más allá de esas dos probabilidades, de conocer de antemano cuál de las dos posibilidades va a ser observada para cada fotón individual. Es decir, que si no añadimos detectores de radiación a ambos lados del dispositivo, la función de onda del sistema es una superposición de las dos posibilidades, sendos sumandos que describen uno el fotón transmitiéndose y otro el fotón reflejándose. Si se añaden detectores de radiación al montaje, sus registros indican una y solo una de las dos posibilidades para cada fotón.

En efecto, si situamos dos detectores de radiación a cada lado de un BS 50:50, un espejo semirreflector que refleja y transmite



al 50% (e, idealmente, no absorbe nada de radiación), cuando la luz incidente esté compuesta por estados de un solo fotón, dada su indivisibilidad, señalarán siempre en anticoincidencia, el mismo número total de veces pero nunca a la vez, ya que un fotón individual nunca se divide: o se transmite, o se refleja, pero siempre en su totalidad. Por lo tanto, el dispositivo mostrado en la figura 4b) puede servir para comprobar ese carácter monofotónico de la luz incidente, ya que al hacer incidir los fotones de uno en uno, los dos detectores nunca señalarán radiación a la vez (nunca se disparan en coincidencia: no hacen clic en la misma ventana temporal, correspondiente a cada evento individual).

Un interferómetro de tipo Mach-Zehnder consta de dos divisores de haz, BS_1 y BS_2 , y dos espejos perfectamente reflectantes, E_1 y E_2 , dispuestos según se muestra en la figura 5. Recordemos la exposición anterior sobre la doble rendija tradicional. Dijimos que, en la descripción cuántica de este experimento, la función de onda asociada es una superposición o suma de las dos que se corresponderían con las situaciones respectivas en las que cada fotón



atraviesa el plano de las dos rendijas a través de solo una de ellas. Pues bien, en el interferómetro esas dos posibilidades se corresponden con sendos *caminos ópticos* C_1 y C_2 , que conducen desde el primer divisor de haz hacia el segundo; C_1 incorpora reflexión en el espejo E_1 y C_2 en el E_2 (ambos caminos están trazados con sendas líneas continuas en la figura 5). Al igual que para la doble rendija, la predicción teórica sobre el resultado del experimento, que en este caso lo proporcionan las ratios de conteo de los dos detectores situados tras las dos caras del segundo divisor de haz BS_2 , se obtiene a partir de una amplitud de probabilidad cuántica que superpone las correspondientes a los dos caminos posibles.

La acción de variar la inclinación del segundo divisor de haz BS_2 equivale a la que ejercería un desfaseador entre los dos caminos, lo que significa básicamente que se cambia la fase relativa θ entre las funciones de onda correspondientes a cada uno de ellos, es decir, cada inclinación corresponde a algo similar a un «retardo» al seguir un camino respecto al otro. Pues bien, sucede que, cuando no se incorpora un detector de radiación en ninguno

de los dos caminos, de forma que son indistinguibles y no podemos determinar por cuál está yendo cada fotón, las probabilidades respectivas de detección en cada uno de los dos detectores varían con ese desfase θ . Para un desfase arbitrario, en general los dos detectores señalan radiación, con ratios individuales acumuladas de conteo que suman siempre al 100% (se detecta toda la radiación). En particular, para ciertos valores del desfase, es posible lograr una configuración del dispositivo tal que solo señale radiación uno de los dos detectores, que pasa a denominarse detector luz (ratio de conteo del 100%), mientras que su compañero nunca señala (detector oscuridad, conteo nulo).

Esta última configuración proporciona otro maravilloso ejemplo de las superposiciones cuánticas. Supongamos que empleamos luz monofotónica, es decir, lanzamos los fotones uno a uno y nunca hay dos a la vez en el interferómetro. La única manera de entender por qué uno de los dos detectores no señala nunca es acudir a las interferencias en BS_2 , pero ello implica aceptar que el fotón individual ha accedido a él recorriendo los dos caminos (apariencia ondulatoria). Es decir, implica que cada fotón ha sido a la vez reflejado y transmitido en el primer divisor de haz... ¡Pero los fotones son indivisibles, como ratifica la siempre estricta anticoincidencia entre los dos detectores a la salida de un divisor de haz, en un montaje como el indicado en la figura 4b)! (apariencia corpuscular). La imposibilidad de elaborar un relato clásico (onda o corpúsculo) compatible con el fenómeno observado se hace patente.

En resumen: la configuración general del interferómetro con los dos divisores de haz no permite distinguir cuál de los dos caminos ópticos posibles ha seguido cada fotón, de forma que se producen interferencias entre las amplitudes de probabilidad asociadas a cada camino. Dichas interferencias quedan reflejadas en el hecho de que, variando el desfase, se obtienen oscilaciones en las ratios de conteo de los dos detectores. Cuando se aplican ciertos valores particulares del desfase, para los que solo llega luz a un detector, el dispositivo global equivale por completo a una doble rendija tradicional sin dispositivo de detección de rendija atravesada.

Por otra parte, si se retira el segundo divisor de haz, desaparecen las interferencias, debido a que los dos caminos ópticos se ha-

Todo lo que llamamos real está hecho de cosas que no pueden ser consideradas como reales.

NIELS BOHR

rimentalmente: ambos detectores van señalando en anticoincidencia y aleatoriamente, hasta una ratio total final del 50% para cada uno (suponiendo divisores del tipo 50:50). En este caso, el dispositivo global equivale por completo a una doble rendija con detección de rendija atravesada: no hay interferencias (no hay oscilaciones en las ratios de contaje), ya que los dos caminos son distinguibles, y tras múltiples realizaciones los dos detectores proporcionan el mismo número total de registros o señales.

En 2007, un equipo de investigadores publicó en la revista *Science* la realización de una experiencia de «elección retardada» que había propuesto John Wheeler en la década de 1970: una doble rendija llevada a cabo mediante un interferómetro y en la que, usando fotones uno a uno, la elección del tipo concreto de experimento que se va a ultimar, con o sin detección de camino, no está tomada cuando cada fotón entra en el dispositivo. Este retraso en la decisión no alteró en nada los resultados registrados por los contadores en los dos contextos o situaciones posibles (con o sin segundo divisor de haz).

En este experimento, pues, lo fascinante es que decidían qué modalidad ejecutaban (anular o no el segundo BS_2) al azar y consiguiendo que el momento concreto en que se tomaba la decisión se retrasara lo suficiente como para que el fotón ya hubiera atravesado el primer divisor de haz BS_1 . En rigor, el dispositivo aseguraba que la entrada de cada fotón en el interferómetro y la anulación o no del segundo divisor BS_2 fuesen eventos sin conexión causal posible: una señal que permitiera una interacción entre esos dos puntos del espacio-tiempo debería viajar a velocidad superlumínica, esto es, mayor que c , la velocidad de la luz en el vacío, algo proscrito por la relatividad. Por tanto, estaba garantizado que la acción de retirar el BS_2 no podía invocarse como causa actuando sobre cada fotón a atravesar BS_1 .

¿Dos rutas para el fotón o una? En palabras de Wheeler: «Hablando sin rigor, decidimos qué hará el fotón una vez que ya lo ha hecho. En realidad, es incorrecto hablar de la "ruta" del fotón». Los resultados del experimento concuerdan una vez más con la predicción teórica de la mecánica cuántica, indicando de forma definitiva que no es posible especificar una trayectoria espacio-temporal desde que un fotón penetra en el montaje hasta que es detectado por uno —y solo uno, dada su indivisibilidad— de los dos detectores dispuestos a su salida.

En este tipo de experimentos, por supuesto, no se puede afirmar que se ha cambiado el pasado. Todo lo más, se podría decir que se consigue cambiar en el presente el relato o narración sobre un pasado inobservado.

SUPERPOSICIONES Y CONTEXTUALIDAD

Se denomina *contextualidad cuántica* a la propiedad que poseen algunas variables cuánticas de un sistema, denominadas observables contextuales, según la cual las predicciones de la teoría sobre los resultados de sus medidas dependen del contexto específico en que estas se realicen. En concreto, al medir una propiedad contextual, pueden obtenerse resultados diferentes dependiendo de lo que se mida simultáneamente con ella. Ejemplos de propiedades contextuales serían el espín, la posición y el momento.

Pongamos un ejemplo. Imaginemos que tenemos un sistema compuesto por dos electrones y queremos medir la componente de espín según un eje X del primero ($\vec{S}_X^{(1)}$). Montamos una experiencia A en la que medimos $\vec{S}_X^{(1)}$ junto con $\vec{S}_X^{(2)}$ (la componente según el mismo eje X del segundo electrón) y, a la vez, otros observables adicionales, todos compatibles entre sí y con los dos anteriores. Es oportuno recordar aquí, antes de continuar, algunos principios cuánticos fundamentales. En primer lugar, que observables compatibles son aquellos para los que los resultados de sus medidas son indiferentes al orden en que estas se realicen. En otras palabras, no están sujetos a una relación o principio de indeterminación y pueden medirse simultáneamen-

te sin restricción fundamental en cuanto a las correspondientes precisiones alcanzables. Observables complementarios o incompatibles, en cambio, son aquellos para los que, si se cambia el orden de sus medidas, pueden cambiar los resultados; están ligados por una relación de indeterminación, de manera que no pueden determinarse a la vez con precisión más allá del límite que marca dicha relación (posición y momento son el ejemplo típico). En segundo lugar, recordemos que la teoría cuántica es una teoría estadística. Dos sistemas que son copias iguales, en composición y preparación, comparten la misma función de onda asociada, y por ello poseen las mismas distribuciones de probabilidad para los resultados de las medidas homólogas de sus propiedades, obtenidas sobre una colección de sistemas iguales e idénticamente preparados. No obstante, sobre cada copia individual, la medida con el mismo procedimiento de cada uno de esos observables ofrecerá un resultado en general diferente. En tercer lugar, no debemos olvidar que la medida experimental de un observable en física cuántica, dado el carácter estadístico de la teoría, se expresa siempre a través de los parámetros estadísticos que, como el valor medio, caracterizan la colección de resultados obtenida sobre una colección de sistemas iguales e idénticamente preparados.

Continuemos con el ejemplo. Por otro lado, además de la experiencia A, montamos también una segunda experiencia B en la que medimos $\vec{S}_X^{(1)}$ y $\vec{S}_Y^{(2)}$ (respectivamente, la componente de espín del primer electrón según el eje X y del segundo electrón según el eje Y), ahora también con otro conjunto adicional de observables, de nuevo compatibles entre sí y con estos dos, pero distinto del anterior. En cada una de las dos experiencias, A y B, todos los observables que se miden son compatibles; en caso contrario, el experimento tendría una restricción fundamental en las precisiones alcanzables, marcada por el principio de indeterminación. Pero obsérvese que al menos dos de los observables que acompañan a $\vec{S}_X^{(1)}$ en cada experiencia, $\vec{S}_X^{(2)}$ y $\vec{S}_Y^{(2)}$, son complementarios entre sí (y podría haber más incompatibilidades mutuas entre sendos observables adicionales de las dos experiencias A y B). Pues bien, en sistemas iguales, preparados de forma idéntica,

asociados, por tanto, con la misma función de onda inicial, las dos experiencias pueden producir legítimamente, para determinadas elecciones de todos los observables que se van a medir en cada una, resultados distintos para $\vec{S}_X^{(1)}$.

La contextualidad cuántica invalida la suposición de que este tipo de propiedades poseen valores determinados o preexistentes con anterioridad a que sus medidas se lleven a cabo. Igualmente, hace depender el resultado de las medidas de cuáles sean todas las mediciones concretas dispuestas, es decir, de qué propiedades compatibles específicas van a ser medidas simultáneamente. De este modo, un observable contextual puede concebirse como una propiedad del sistema conjunto que integra el aparato experimental (con lo que se mide) con el sistema cuántico (sobre el que se mide). Posición, momento y espín, como señalamos antes, son ejemplos de variables contextuales.

En oposición a las propiedades contextuales o «débiles», se definen como propiedades «fuertes» o no contextuales aquellas para las cuales es posible suponer la preexistencia de valores definidos antes de la medida. David Mermin propuso la siguiente definición para ellas: «Toda magnitud cuyo resultado al medirla no se vea afectado por lo que se haga en un experimento remoto sobre otro sistema correlacionado con el primero» (en esta frase, la palabra *correlacionado* hace referencia al entrelazamiento cuántico, que se expondrá en el capítulo siguiente). En consecuencia, puesto que concebimos las propiedades fuertes de un sistema con valores objetivos, su medida experimental arrojará siempre el mismo resultado, y lo hará también con independencia del procedimiento particular elegido para su determinación. Por lo tanto, las superposiciones cuánticas están vedadas para las propiedades fuertes. Un ejemplo lo proporciona la carga eléctrica: al parecer, no existe un sistema en la naturaleza que sea capaz de ocupar un estado que sea superposición de dos valores distintos de su carga eléctrica. Otro ejemplo: el módulo o magnitud del espín de una partícula elemental.

John Wheeler resumió el significado de la contextualidad cuántica en dos frases magistrales, que se han convertido en populares aforismos de la teoría cuántica:

1. Ningún fenómeno elemental es un fenómeno hasta que no es un fenómeno observado.
2. Un aparato de medida experimental operando aquí y ahora posee una responsabilidad innegable en configurar cómo algo parece haber ocurrido. Aunque en lo cotidiano sea útil decir que el mundo existe «ahí fuera», independiente de nosotros, ese punto de vista ya no puede sostenerse. En un sentido extraño, el nuestro es un «universo participativo».

El teorema de Bell-Kochen-Specker (1966-1967), derivado de forma independiente por John Bell, por un lado, y Simon Kochen y Ernst Specker, por otro, divulgó y generalizó la aceptación de la contextualidad cuántica, cuyo origen teórico puede rastrearse en un teorema de Andrew Gleason de 1957. Hoy en día, ha sido comprobada en numerosos experimentos, en los que se realizan medidas sobre un sistema en regiones del espacio-tiempo que pueden estar conectadas causalmente o no, ya que la localidad no juega ningún papel en el argumento (el que dos regiones espacio-temporales no tengan conexión causal significa que no es posible la transmisión de energía entre ellas, ya que se requeriría una señal que viajara más rápido que la luz en el vacío, algo prohibido según la relatividad).

Como hecho curioso, sucede que los teoremas citados se relacionan con el problema clásico de geometría que plantea la coloración ternaria de las direcciones en un espacio: «Localizar un conjunto de direcciones con la propiedad de que sea imposible, usando solo dos colores, colorearlas todas de tal manera que cada subconjunto de tres direcciones mutuamente perpendiculares contenga solo un eje de un color y dos ejes del otro». Lo que probaron Bell, Kochen y Specker es que la respuesta es negativa para algunos conjuntos de direcciones, los equivalentes de los observables en el análogo problema cuántico. Los dos últimos proporcionaron explícitamente en 1967 un conjunto ejemplo de 117 direcciones. Posteriormente, Asher Peres las reduciría a 33 en 1993 y, en 1996, los españoles Adán Cabello, José Manuel Estebaranz y Guillermo García alcanzaron el récord de involucrar

solo 18. En 2013 se publicaría la correspondiente prueba empírica de la contextualidad: un experimento en el laboratorio que verificaba la corrección de su trabajo teórico.

En resumen, suponer que algunas propiedades cuánticas, como la posición y el momento, o el espín, tienen valores definidos con anterioridad a su medida, y suponer que el resultado de su medida es independiente de qué otros observables (compatibles) se miden simultáneamente con él, conduce a la inconsistencia del formalismo y, lo que es definitivo e insalvable, contradice los resultados de algunos experimentos ya realizados. La objetividad de muchas de las propiedades cuánticas, incluso de algunas que tienen análogos clásicos, como la posición y el momento, está descartada en el formalismo.

Y con esto abandonamos el primer supuesto de la física clásica de los relacionados en el capítulo primero, la objetividad, según el cual el resultado de la medida de una magnitud física solo depende del valor que esta tenga sobre el correspondiente sistema, porque dicho valor depende de unas circunstancias o cualidades «reales», que se dan en el sistema se haga la medida o no. Al menos para las propiedades contextuales, como la posición y el momento de una partícula.

EL SUPERPUESTO GATO DE SCHRÖDINGER

En 1935, Erwin Schrödinger publicó un artículo, titulado «La situación actual en mecánica cuántica», en el que exponía la situación a que conducía la aplicación del formalismo cuántico a un «sistema felino»:

Podemos hallarnos incluso ante un caso muy ridículo. Se encierra a un gato en una cámara de acero, junto con el siguiente dispositivo (que debe ser protegido contra cualquier acción directa del gato): en un contador Geiger hay una pequeña cantidad de sustancia radiactiva, tan pequeña que hay la misma probabilidad de que, en el transcurso de una hora, al menos un átomo en la muestra se desintegre, como de que

CONTEXTUALIDAD CUÁNTICA EN EL LABORATORIO

Durante mucho tiempo, se creyó que la contextualidad cuántica sería difícil de observar en el laboratorio. Sin embargo, nuestro siglo *xxi* ha visto publicadas varias realizaciones experimentales que confirman esta peculiaridad cuántica. Dos de ellas, por ejemplo, vieron la luz en dos de las revistas científicas más prestigiosas: en *Nature* en 2009 y en *Physical Review Letters* en 2012, respectivamente.

Contextualidad con iones

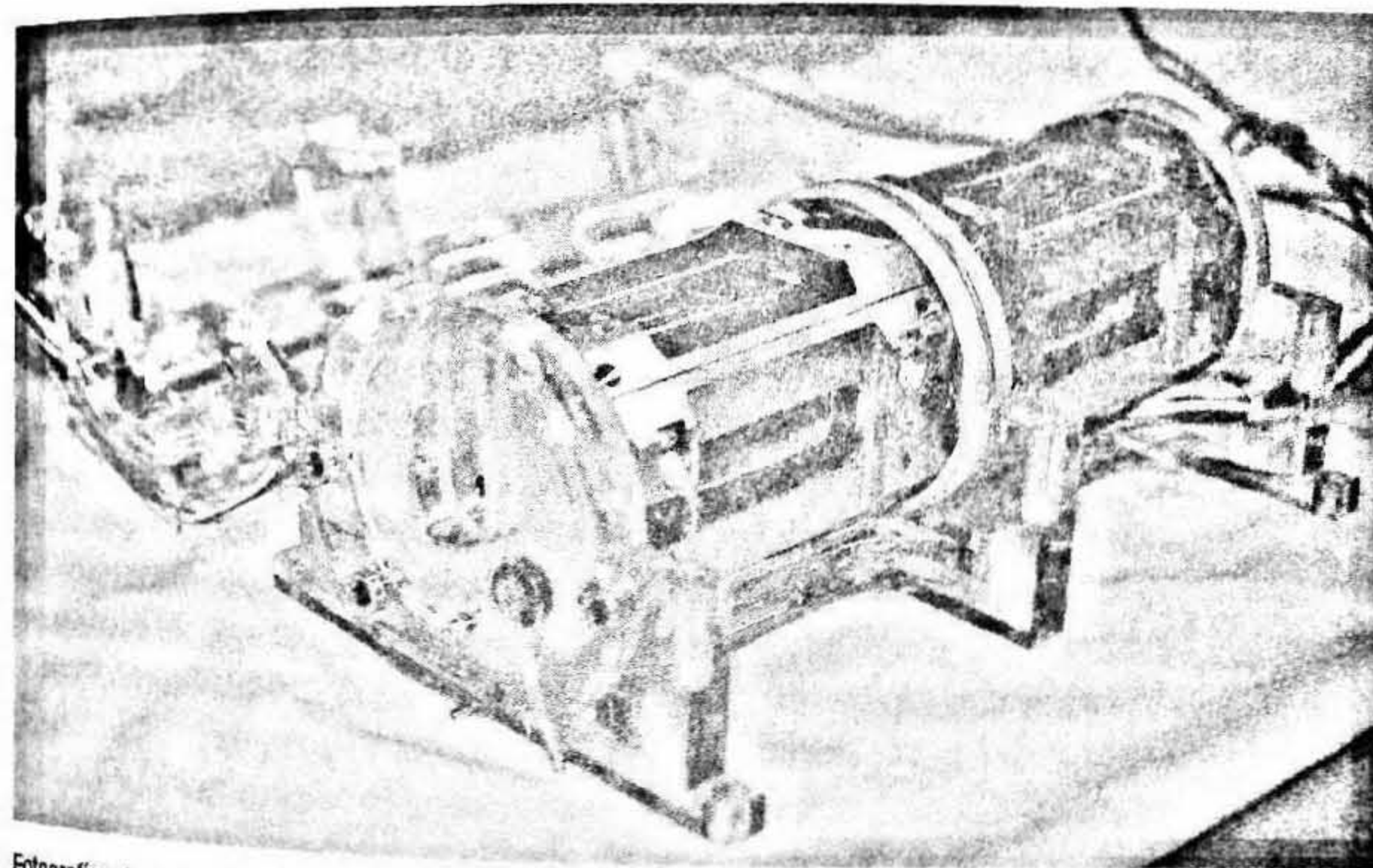
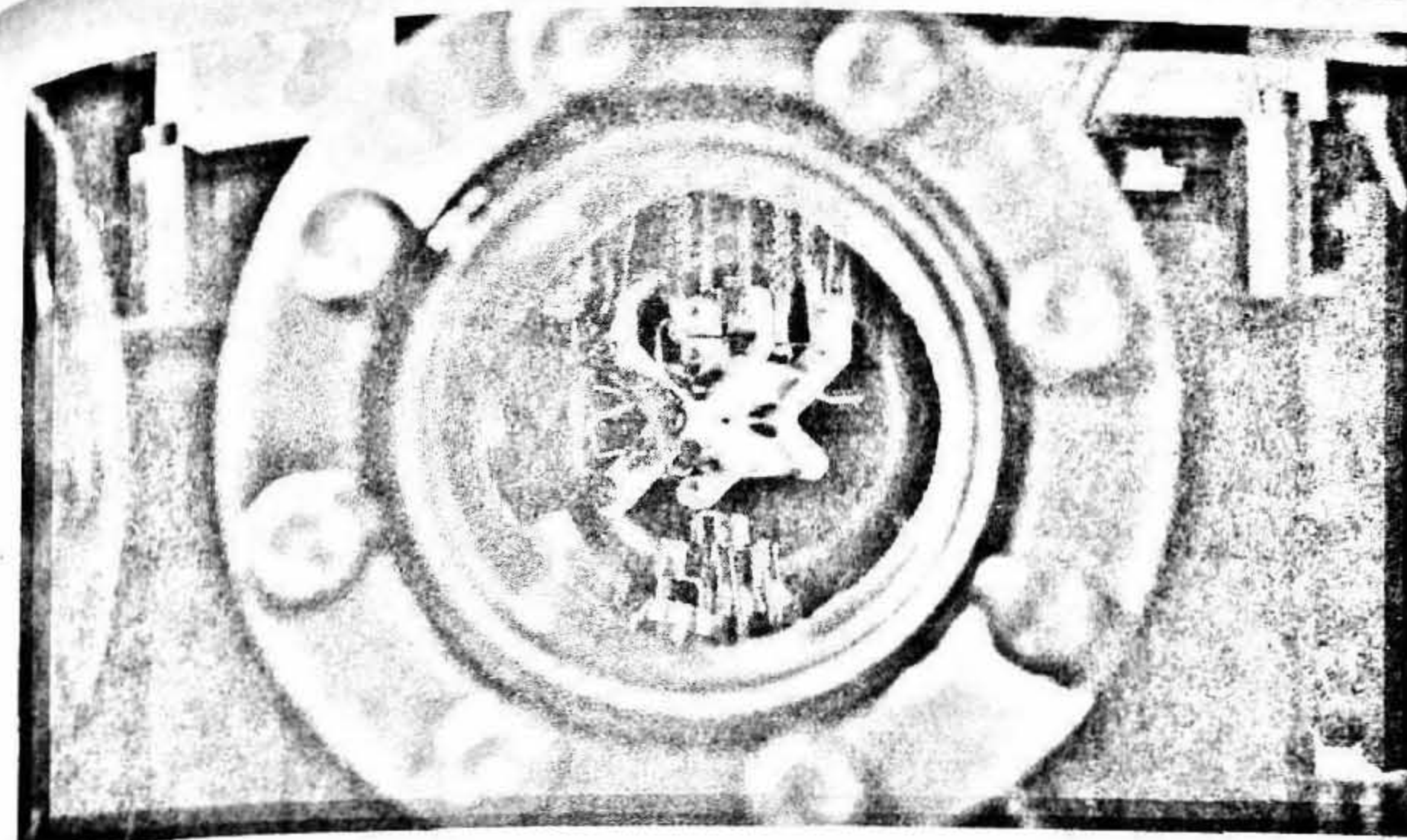
La primera realización experimental de las citadas recogía un experimento propuesto por el español Adán Cabello y realizado en Instituto de Óptica Cuántica e Información Cuántica (IQOQI) de la Universidad de Austria. En él se prepararon parejas de iones de calcio, previamente atrapados en una trampa electromagnética; se consideraron seis situaciones distintas, o «contextos» de medida, donde cada situación conllevaba la medida consecutiva de tres observables, involucrándose nueve medidas diferentes. El mismo Cabello lo ha explicado así en distintas entrevistas:

Imagina nueve medidas: A, B, C, a, b, c, α (alfa), β (beta), γ (gamma). Cada una de ellas puede dar $+1$ o -1 . Cada una de ellas puede hacerse en dos «contextos» distintos. Por ejemplo, la medida A puede hacerse junto con las medidas B y C (A, B y C son medidas compatibles, juntas definen un contexto) o con las medidas a y α (A, a y α son compatibles, pero a y B son incompatibles entre sí). Supón que sobre unos sistemas (por ejemplo en unas parejas de iones de calcio) mides A, B y C , y sobre otros sistemas (otras parejas de iones de calcio) mides A, a y α . Repites las medidas muchas veces y calculas los valores medios de los productos de los resultados de las medidas en cada sistema, $\langle A.B.C \rangle$ y $\langle A.a.\alpha \rangle$. Haces lo mismo con a, b y c (que son compatibles), α, β y γ (también compatibles), B, b y β (idem), y, finalmente, C, c y γ (idem). No es difícil comprobar que, si los valores de A, B, \dots, γ fuesen no contextuales, entonces la fórmula $\langle A.B.C \rangle + \langle a.b.c \rangle + \langle \alpha.\beta.\gamma \rangle + \langle A.a.\alpha \rangle + \langle B.b.\beta \rangle - \langle C.c.\gamma \rangle$ tendría que dar un valor menor o igual que 4. Sin embargo, si se eligen adecuadamente A, B, \dots, γ , la mecánica cuántica predice un valor apreciablemente mayor.

Hecho el experimento, comprobada la predicción cuántica.

Contextualidad con fotones

El segundo experimento, realizado en 2012 en Estocolmo, Suecia, básicamente consistió en repetir el experimento anterior, pero en este caso, en lugar de iones, se manejaban fotones individuales, agrupados de seis maneras diferentes; a cada fotón se le medían tres propiedades distintas, en diferente orden, considerándose nueve tipos distintos de medidas. De nuevo, los resultados tienen que respetar una desigualdad que les marca una cota superior, si se suponen valores no contextuales para las propiedades implicadas. Por el contrario, la mecánica cuántica predice la superación de esa cota, además de forma muy clara, algo que el experimento corroboró.



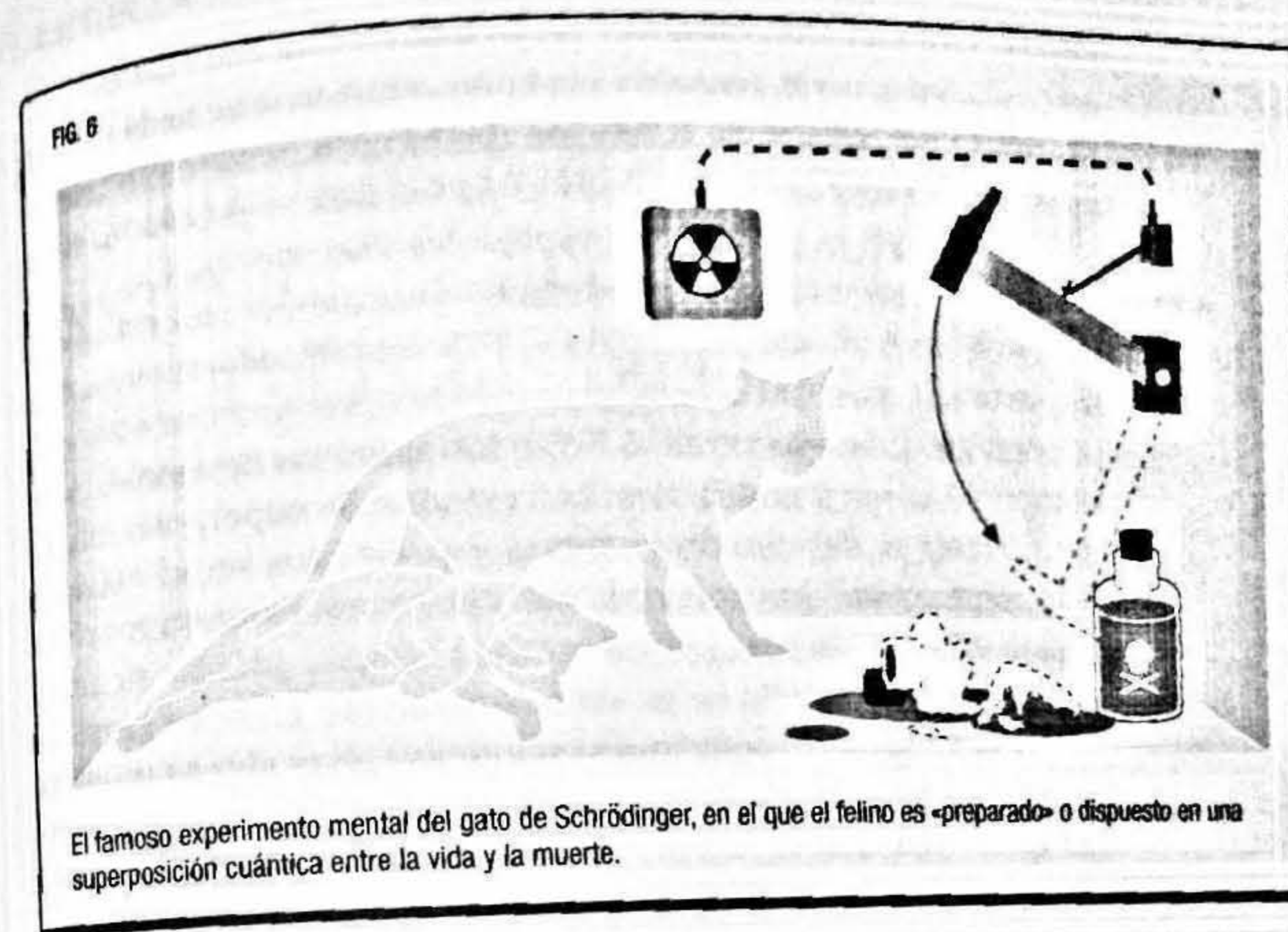
Fotografías de una trampa de iones, dispositivo en el que se capturan iones confinándolos en una región del espacio, usualmente mediante la utilización de una combinación adecuada de campos eléctricos y magnéticos.

no lo haga ninguno; si ocurre, salta una descarga en el contador y se acciona un martillo que, al caer, rompe un pequeño frasco de ácido cianhídrico. Si se deja este sistema solo durante una hora, se puede afirmar que el gato vivirá aún si, mientras tanto, ningún átomo ha decaído. La función Ψ del sistema expresaría esto mediante una superposición a partes iguales entre el estado del gato vivo y el estado del gato muerto. Es típico de estos casos que una indeterminación originalmente restringida al dominio atómico se transforme en una indeterminación macroscópica, que luego es resuelta mediante la observación directa. Eso nos impide aceptar ingenuamente como válido un «modelo borroso» para representar la realidad.

La figura 6 ilustra el famoso experimento (¡pensado y no real!) concebido por Schrödinger. La situación descrita se asocia en mecánica cuántica, en ausencia de observación que provoque una reducción o colapso, con una función de onda superposición de dos posibilidades construidas para sendas cadenas de sucesos correlacionados. De un lado, la cadena de sucesos que empieza con la desintegración del átomo, a la que sigue una señal de detección de radiación en un contador Geiger, que a su vez acciona un dispositivo que baja un martillo y rompe un frasco de gas venenoso que mata al gato. Del otro, la cadena que tiene lugar cuando nada de esto sucede, y al gato se le supone vivo.

Es decir, que si se supone que todos los eslabones intermedios —aparatos de medida, en suma— han de integrarse en la descripción cuántica, constituyendo un único sistema cuántico global cada vez más grande, entonces la función de onda del gato en la caja, sujeto al azar que rige al 50% el que el átomo se desintegre o no en el tiempo considerado, y por tanto la vida o muerte del gato, sería:

$$\Psi = [\Psi_{\text{átomo (no desintegrado)}} \dots \Psi_{\text{Geiger (no disparado)}} \dots \Psi_{\text{martillo (no bajado)}} \dots \Psi_{\text{frasco (no roto)}} \dots \Psi_{\text{gato (vivo)}}] + [\Psi_{\text{átomo (desintegrado)}} \dots \Psi_{\text{Geiger (disparado)}} \dots \Psi_{\text{martillo (bajado)}} \dots \Psi_{\text{frasco (roto)}} \dots \Psi_{\text{gato (muerto)}}]$$



donde los distintos puntos suspensivos representan las funciones de onda que se asociarían a los numerosos sucesos intermedios que sucederían en cadena entre cada dos de los indicados.

La ecuación anterior expresa lo que se denomina la regresión al infinito o *cadena de Von Neumann*, quien la estableciera en el marco de su teoría de la medida cuántica, en su libro ya citado de 1932. Muestra cómo la ecuación de Schrödinger conduce desde lo microscópico (la desintegración al azar de un átomo) hacia una superposición de estados de sistemas de orden de tamaño macroscópico (como el gato). Cada vez que se añade un subsistema intermedio en la serie átomo...-gato, que actuaría como aparato de medida sobre el anterior, se «enreda» en la superposición que proporciona la Ψ global.

¿Cuándo se produce el colapso o reducción de la función de onda superpuesta que produce el estado final de un gato vivo o un gato muerto? ¿Al desintegrarse el átomo? ¿O la función colapsa cuando un observador abre la cámara de acero? Pero, el gato, ¿estaba vivo o muerto antes de abrirla? ¿O la función colapsó cuando el gato per-

cibió el veneno? Esta situación, no ya solo en este caso del famoso gato, sino en general, respecto a la interpretación adecuada para el postulado del colapso de la función de onda en una experiencia o interacción, constituye lo que Bell llamó «el infame problema de la medida», y ha sido objeto de interminables discusiones.

La respuesta estándar ortodoxa se resume en una frase rotunda: el gato es macroscópico —suficientemente grande— y los sistemas macroscópicos poseen siempre propiedades determinadas. Como lo expresó Bohr, los aparatos de medida son siempre clásicos y nunca alcanzan estados de superposiciones, característicos del mundo cuántico y proscritos en el clásico. Pero, suponiendo que se acepte que existe una frontera entre lo clásico y lo cuántico, algo que muchos niegan, ¿dónde se sitúa exactamente? ¿Cuándo se es «suficientemente grande» para no ser presa de las superposiciones cuánticas? ¿Hay alguna diferencia, a igual tamaño, si el sistema es un ser vivo o no? ¿No será que todo es cuántico, aunque lo veamos con nuestros rudimentarios sentidos como clásico? Preguntas abiertas, hoy por hoy.

También puede argüirse que, en ausencia de una observación, antes de abrir la cámara, la pregunta sobre el estado del gato es por completo metafísica, ajena a lo científico. Pero lo cierto es que, quizá por tratarse de un ser vivo, la incomodidad con la situación puede cundir con más vigor. En cualquier caso, se han realizado experimentalmente en los laboratorios numerosos «gatos de Schrödinger», sistemas más o menos grandes dispuestos en estados reales de superposiciones cuánticas (no se incomode nadie: ningún gato ha sido sometido a semejante felonía). Valga como ejemplo un ion de berilio preparado en un estado con igual probabilidad de localización, en una medida experimental, en dos posiciones del espacio alejadas entre sí una distancia de orden muy superior a su correspondiente diámetro atómico, indicativo de su tamaño. La experiencia fue realizada en 1996 por un equipo de investigadores del NIST (*National Institute of Standards and Technology*), en la Universidad de Colorado. Por cierto, estos «gatos» son cada vez más «gordos», esto es, se forman con sistemas más cerca ya de lo mesoscópico (entre lo micro y lo macro) que de lo microscópico.

CAPÍTULO 5

Realidad entrelazada: correlaciones cuánticas frente al realismo local

La mecánica cuántica concibe una naturaleza holística, en la que un sistema de tipo «entrelazado» mantiene una conexión entre sus partes más allá de cualquier separación mutua. Rompe así con la imagen clásica de una *Physis* para la que el conocimiento exhaustivo de las partes separadas de un sistema proporciona su conocimiento completo.

En 1935 la controversia sobre la nueva teoría cuántica había perdido todo protagonismo en el círculo científico dominante. Si bien era público y notorio que algunos de sus principales fundadores permanecían profundamente insatisfechos, entre ellos nada menos que Albert Einstein y Erwin Schrödinger, el hecho es que el éxito rotundo y el progreso continuo que el desarrollo y aplicación del formalismo cuántico propiciaban habían consolidado su estatus en la sociedad científica. Resonaba el potente eco de las palabras de Max Born y Werner Heisenberg en el marco del V Congreso Solvay (1927): «Mantenemos que la mecánica cuántica es una teoría completa, cuyas hipótesis fundamentales, físicas y matemáticas, no son susceptibles de modificación».

EL TEOREMA DE EINSTEIN, PODOLSKY Y ROSEN

Un histórico artículo, publicado en mayo de 1935 con el título «¿Puede considerarse completa la descripción mecano-cuántica de la realidad física?», vino a cuestionar esa consolidada hegemonía. La nueva conceptualización cuántica de la realidad, capita-

neada desde Copenhague por Niels Bohr, sufrió un renovado ataque desde las páginas de la prestigiosa revista *Physical Review*, esta vez dirigido no contra su entronización del indeterminismo, sino contra su pretendida vocación de descripción completa, y única correcta posible, de la realidad. La situación experimental que presentaron, en aquel entonces solo «pensada», es conocida por las siglas EPR, las iniciales de los tres firmantes del artículo: Albert Einstein, Boris Podolsky y Nathan Rosen.

El argumento expuesto en el famoso y breve artículo (cuatro páginas), que a partir de ahora denominaremos teorema EPR, aplica el formalismo matemático cuántico en su análisis, por lo que asume su corrección. Hacía referencia a las medidas de la posición y el momento de dos partículas, convenientemente preparadas en un estado dado conjunto, que especificaban matemáticamente por su función de onda. Las dos partículas se alejaban luego entre sí y, por muy grande que fuera la separación establecida, los autores mostraban cómo la teoría cuántica nunca permite que puedan considerarse como independientes los resultados de las medidas realizadas sobre ellas, sino que subsiste siempre cierta conexión o correlación. En su opinión, y como única manera de evitar una comunicación o interacción superlumínica (a velocidad mayor que c) entre las dos partículas, que constituiría una violación de la relatividad, había que introducir unos «elementos de realidad» que, por ser de imposible conciliación con la física cuántica, la convertirían en una teoría incompleta.

A continuación, vamos a explicar en detalle el contenido y significado de este importante teorema, que posee un peculiar estatus histórico: aunque es ajeno al formalismo, es decir, no forma parte de la mecánica cuántica, ha propiciado el desarrollo de una nueva rama suya, la información cuántica.

El teorema EPR se construye sobre un conjunto de hipótesis y definiciones que, convenientemente reelaborados, pueden enumerarse:

- Corrección de la teoría cuántica y sus predicciones sobre los resultados de todos los experimentos, incluyendo los

realizados sobre sistemas compuestos por partes muy alejadas entre sí.

- Corrección de la teoría relativista que establece c como la velocidad máxima a la que cualquier señal, responsable de una interacción física, puede propagarse. En nuestro mundo, nada verificado que transporte materia o energía se propaga más rápido de lo que lo hace la luz en el vacío.

- Separabilidad: cuando las partes de un sistema se separan lo suficiente entre sí, es válido considerar que, a efectos de la medida de sus propiedades, las partes han devenido independientes. En otras palabras, puede suponerse que el sistema ha dejado de ser uno solo, separándose en varios.

¿Cuándo, a efectos de la medida de una propiedad concreta, puede considerarse alcanzada esa separación suficiente entre dos partes de un mismo sistema? Cuando la medida de esa propiedad, sobre cada una de ellas, pueda realizarse en su totalidad en un tiempo menor que el requerido por una señal, viajando a la velocidad c , para trasladarse desde la una hacia la otra. Este tipo de separación se suele denominar «a la EPR».

Otra manera equivalente de definir la separación «suficiente» es a partir del concepto de *entorno local* de cada objeto, o región del espacio-tiempo desde donde pueden proceder las interacciones que lo afectan. Se dice que dos objetos están separados en sentido EPR cuando ocupan entornos locales sin zona alguna en común, de manera que es imposible la conexión causal entre ellos. En otras palabras: lo que le pase a uno nunca puede ser causa de lo que le ocurra al otro.

- Elementos de realidad objetivos: cuando ante un experimento propuesto de medida de cierta propiedad sobre un sistema físico, una teoría científica predice con certeza cuál va a ser el resultado, sin que se requiera ni tenga lugar ninguna interacción física sobre el sistema, es porque exis-

te objetivamente «algo» en ese sistema físico, un «elemento real» de la naturaleza, responsable de que el resultado de la medida sea ese valor predicho. Y tiene que ser objetivo, existir en sí mismo, con independencia de que se lleve a cabo la medida o no; convenimos en denominarlo *elemento de realidad* (ERL). El artículo EPR hacía la siguiente definición: «Si, sin perturbar de ninguna manera un sistema, podemos predecir con certeza el valor de una cantidad física, entonces existe un elemento de realidad física que corresponde a esa cantidad física».

Obsérvese que la introducción de estos elementos de realidad se ha hecho ligada a la hipótesis de separabilidad establecida en el apartado anterior: inferimos su existencia porque, al haber situado las dos partes del sistema en entornos locales separados, puede afirmarse que no hay interacción causal alguna entre esas partes. Por ello, estos ERL se denominan «locales» (de ahí la «L» en la sigla), y las hipótesis configuran, por tanto, un «realismo local».

- **Compleción:** una teoría científica es completa solo cuando ha sido capaz de poner en correspondencia cada elemento de realidad ERL con sus términos teóricos, usualmente representados por variables con expresión matemática.

El teorema EPR no forma parte de la mecánica cuántica, específicamente porque las hipótesis tercera y cuarta, y la definición quinta, integradas en la tradición científica clásica, son ajenas a ella. En cambio, la hipótesis primera, obviamente, sí queda contenida; respecto a la segunda, frente a lo que a menudo se escucha, la mecánica cuántica es, sin duda, como la física clásica actual, una teoría local. Este requisito de localidad significa que no admite interacciones efectivas superlumínicas. Parece por ello preferible, para evitar confusiones entre los dos sentidos de localidad manejados, afirmar como propiedad cuántica la no separabilidad, y abstenerse de usar el calificativo de «no local» para la teoría.

A continuación, prescindiendo casi por completo de las expresiones matemáticas, describiremos la situación EPR de un modo

similar al que David Bohm desarrolló en su manual de física cuántica de 1951. Supónganse muchas moléculas iguales, compuestas de dos átomos idénticos, con espines individuales $1/2$ (es decir, número cuántico de espín asociado $s = 1/2$); asumimos el caso particular en que el momento angular total de la molécula procede solo de la suma de los espines de sus átomos componentes y preparamos cada molécula en un estado de espín total nulo: si se realiza una medida del momento angular total de cada molécula, se tiene la certeza de que el resultado va a ser nulo. Erróneamente, podría decirse que los espines correspondientes, vectores de espín \vec{S}_1 y \vec{S}_2 , están orientados según direcciones opuestas; en rigor, ninguno de ellos posee una orientación determinada en el espacio, sino que se encuentran en un estado de superposición en que ninguno de ellos, con antelación a la realización de una medida, puede considerarse que posea una orientación determinada (recuérdese la figura 1 del capítulo 4).

Cada molécula se rompe en un proceso que no altera su momento angular total (nulo); los dos átomos se van separando más y más, sin que se produzca ninguna interacción adicional, por lo que deben conservarse los momentos totales lineal y angular; el proceso se ilustra en la figura 1 vía orbitales o «nubes de probabilidad» (figura 2 del capítulo 3). Se mueven, por tanto, de forma que, al medir, los átomos se localizarían a lo largo de una misma dirección y cada vez más alejados entre sí. Cuando ya se han separado entre sí una distancia suficiente, se hace pasar a los átomos por sendos dispositivos tipo Stern-Gerlach, preparados de igual forma. Es decir, se mide para cada átomo la componente tercera de su espín, \vec{S}_z , según una dirección \vec{d} del espacio determinada que se toma como eje OZ , la misma para los dos átomos que proceden de la ruptura de cada molécula concreta. El montaje y los resultados se presentan esquemáticamente en la figura 2.

La aplicación del formalismo cuántico a este experimento de medida sobre cada sistema de dos átomos, de una gran colección de iguales, permite realizar dos predicciones. Por un lado, al medir cada tercera componente atómica individual de espín, solo son posibles dos resultados, cada uno con probabilidad al

Proceso de separación de dos átomos que componen una molécula diatómica; ambos átomos se suponen con espín $s=1/2$. La molécula se había preparado inicialmente en un estado de momento angular nulo y su ruptura se produce en unas condiciones en las que se tiene que conservar el momento, de modo que se desplazan separándose sobre una misma dirección, en sentidos opuestos.

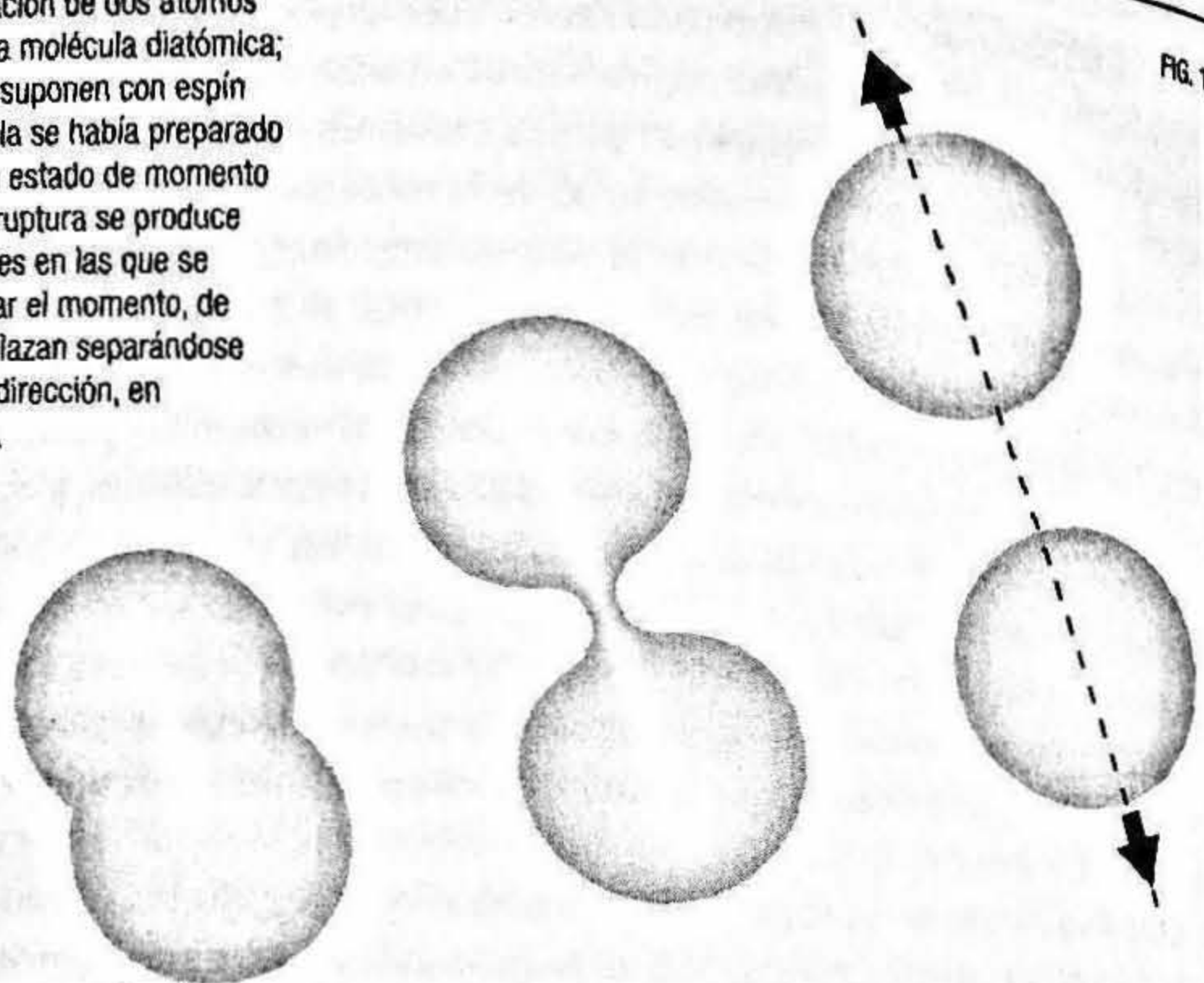


FIG. 1

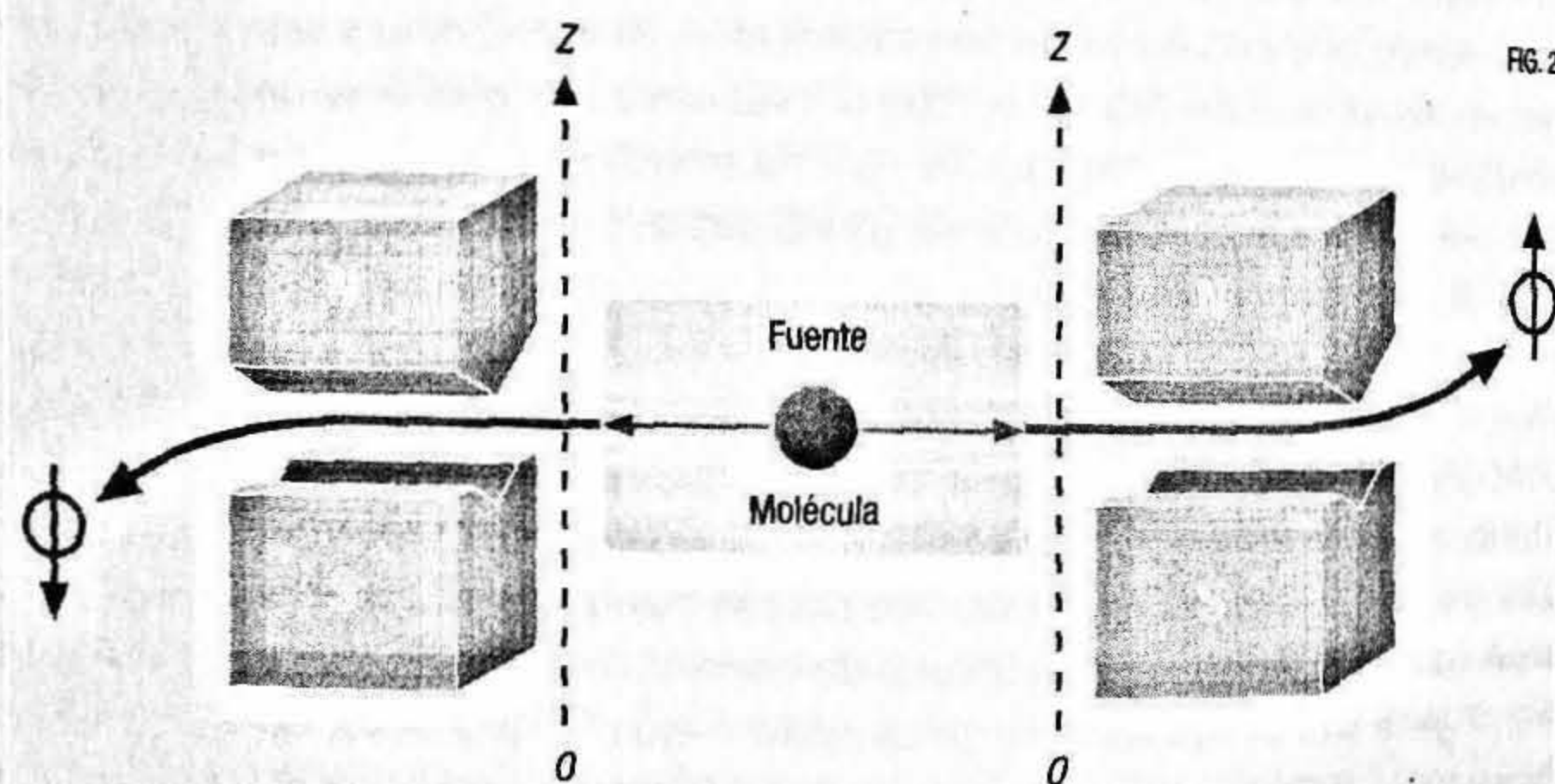


FIG. 2

Los dos átomos procedentes de la ruptura de una misma molécula, como la representada en la figura 1, se hacen pasar por sendos dispositivos Stern-Gerlach igualmente orientados según una dirección \vec{d} , dibujada como eje OZ , produciendo siempre resultados opuestos. El fenómeno es aleatorio, de manera que es imposible prever qué combinación de resultados, de las dos posibles, $(\uparrow\downarrow)$ o $(\downarrow\uparrow)$, vamos a encontrar para cada pareja concreta de átomos, procedentes todas de moléculas inicialmente iguales.

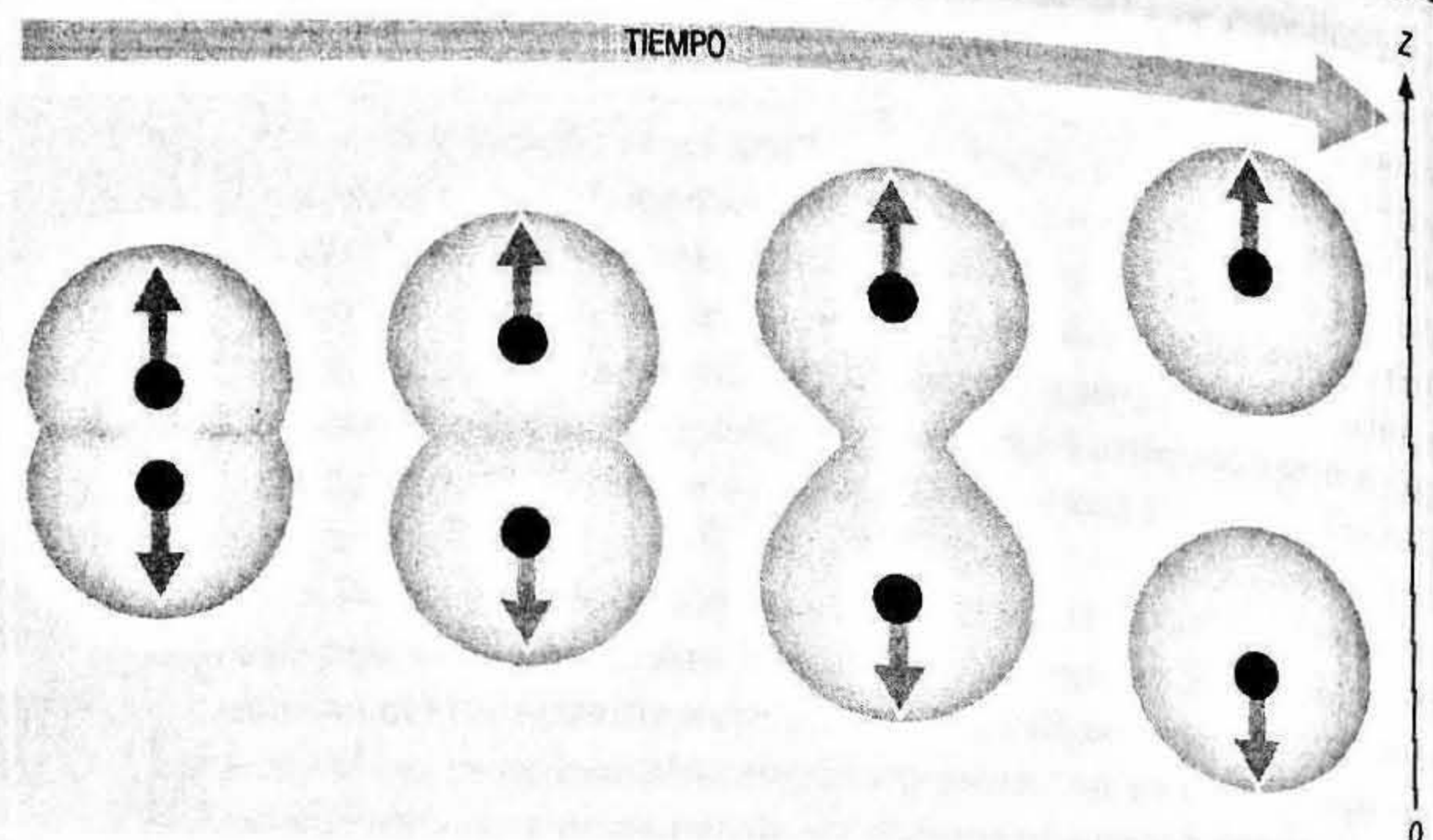
50%: los denominados convencionalmente «hacia arriba», \uparrow , y «hacia abajo», \downarrow . Por otro lado, al medir de forma conjunta los espines —sus terceras componentes— de los dos átomos, solo son posibles los resultados en que los sentidos salgan opuestos, es decir, bien la combinación $\uparrow\downarrow$, bien la $\downarrow\uparrow$: hacia arriba para uno de los dos átomos y hacia abajo para su pareja, o intercambiados. Cada una de estas dos posibilidades se obtiene el 50% de biados. Cada una de estas dos posibilidades se obtiene el 50% de las veces del total que se mide (si se hace sobre un número suficientemente grande de parejas). Y, por supuesto, lo dicho para la tercera componente es igualmente aplicable para las otras dos, \vec{S}_x y \vec{S}_y , o para una componente según cualquier dirección arbitraria del espacio.

Los resultados experimentales, las medidas hechas en el contexto indicado en la figura 2, muestran una correlación estricta que confirma por completo la anterior predicción teórica: para cada dirección solo se obtienen dos combinaciones: en la primera, el átomo 1 (una componente de su espín) resulta hacia arriba, \uparrow , y su compañero 2 da resultado hacia abajo, \downarrow ; en la segunda, se intercambian los resultados. Aleatoriamente, cada par de átomos así correlacionados ofrece una de las dos posibilidades, $(\uparrow\downarrow)$ o $(\downarrow\uparrow)$, dividiéndose el conjunto total de resultados al 50% entre las dos (si se experimenta con un número suficientemente grande de moléculas). Lo que nunca sucede es que las componentes de espín de dos átomos procedentes de la misma molécula individual resulten, sobre una dirección dada, con la misma orientación: nunca se obtienen las parejas $(\uparrow\uparrow)$ y $(\downarrow\downarrow)$.

En definitiva, la mecánica cuántica predice la correlación de resultados observada, un hecho que, por otra parte, tiene su raíz en la ley de conservación del momento angular, tan válida en ella como en física clásica.

Consideremos ahora la situación experimental desde el punto de vista de la física clásica. Si el espín fuese una variable clásica (que no lo es en absoluto, ni siquiera posee análogo), el proceso se podría interpretar según se muestra en la figura 3: mientras los dos átomos permanecían juntos, integrados como una molécula, cada momento angular individual intrínseco (espín) poseía una orientación determinada, siendo opuestas entre sí para los

FIG. 3



Proceso clásico de separación de los dos átomos de la molécula; el proceso progresa temporalmente desde la izquierda hacia la derecha; las flechas representan las correspondientes componentes del espín, supuestas a la clásica con unas orientaciones fijas, en general diferentes para cada molécula pero siempre bien determinadas y opuestas: dos elementos objetivos de realidad.

dos átomos, a fin de preservar el valor nulo de su suma. Cuando los átomos se separan, por la ausencia de interacciones y la conservación del momento total, cada uno de ellos mantendrá su espín con esa orientación fijada, por lo que sendas medidas de la misma componente sobre ellos ofrecerán siempre una correlación estricta. En el caso clásico, por tanto, disponemos de un método indirecto para medir cada componente del espín de uno de los dos átomos: medir la de su compañero.

En la narración clásica, la estricta correlación medida se originó por la configuración concreta de la molécula al producirse la interacción que propició su ruptura, bajo las circunstancias descritas. Una vez que los átomos se separan, no importa cuánto, lo hacen sujetos a una ecuación que rige el movimiento y conserva el momento total, preservando el valor de todas las componentes individuales del espín. La diferencia fundamental entre esta

narración clásica y la análoga cuántica radica en que, en la clásica, los átomos se separan teniendo desde el principio sendas orientaciones determinadas de su respectivos espines, objetivas y ajustadas entre sí para conservar el valor nulo del momento total.

Volvamos al modelo cuántico. Con los dos Stern-Gerlach dispuestos según la figura 2, somos libres de elegir en cada momento sobre qué dirección específica del espacio vamos a determinar el espín de cada partícula, y también libres para decidir sobre qué átomo concreto, en cada par correlacionado, procedente de la misma molécula individual, vamos a medir. Podemos esperar y tomar estas decisiones cuando los átomos estén ya muy separados entre sí, tanto como para que la distancia entre ellos sea «suficiente», esto es, garantice, por aplicación de la hipótesis segunda del teorema EPR, que cualquier interacción mutua, de existir, no podría establecer una conexión causal entre los dos átomos. Ni la predicción teórica ni el resultado experimental se modifican: la correlación estricta subsiste.

Es frecuente leer exposiciones sobre las medidas en una situación EPR como la anterior en las que se afirma el despropósito de que la correlación medida, incorporada la separación a la EPR entre los dos átomos, constituye la prueba de una no localidad efectiva de la teoría. Semejantes interpretaciones suelen incorporar relatos en los que, al medir sobre uno de los dos electrones de un par correlacionado, se desencadena una acción a distancia instantánea que actúa sobre el compañero, orientándolo al momento de forma opuesta al resultado ya medido. Todo ello está en flagrante contradicción con los postulados de la relatividad, que proscriben cualquier acción a distancia efectiva y superlumínica. La teoría de la relatividad, al entrar en juego zonas del espacio-tiempo separadas, hace imposible establecer una secuencia temporal definida igual para todos los observadores. Por ello, dependiendo desde dónde se observe el experimento, habrá testigos que, en una medida conjunta particular, contarán que se realizó primero la medida en el átomo 1 y después en el 2, mientras que, desde otro sistema de referencia, otros observadores describirán el mismo fenómeno invirtiendo el orden de medida.

Cosas de la relatividad, que también relativiza la simultaneidad y, con ello, la secuencia temporal. Eso sí, todos constatarán al reunir y contrastar los resultados el acierto de las predicciones hechas desde cualquier lado sobre el otro: la correlación entre los dos resultados es inexorable y, al comparar los resultados medidos sobre el mismo par, resultan siempre opuestos.

Sigamos con nuestra exposición cuántica. Aunque no se asuman valores predeterminados para las orientaciones de los espines de cada átomo, por la segura correlación, y fijado un sistema de referencia, al medir el espín sobre una dirección cualquiera del espacio y sobre uno de los dos átomos, averiguamos también el valor cierto que se obtendría si se midiera esa componente sobre el otro: el opuesto al obtenido para su compañero. De esta forma, disponemos de un método indirecto para conocer el resultado que daría la medida sobre un átomo —de realizarse— a partir de la medida hecha en su compañero.

Lo que hicieron Einstein, Podolsky y Rosen en su artículo es, llegados a este punto en el desarrollo cuántico, introducir conforme a su hipótesis cuarta unos elementos de realidad locales, ajenos al formalismo cuántico. Siguiéndolos, incorporamos sendos ERL para las tres componentes del espín de cada átomo, según los tres ejes coordenados X , Y , Z , a partir de esa certeza teórica cuántica antes expuesta respecto al resultado de unas medidas contrafactuales (es decir, que se podrían haber realizado pero que en realidad no se han hecho). Y es que, recordemos, sobre un átomo individual solo se puede medir en cada experiencia, con precisión adecuada, una de las tres componentes, ya que se trata de observables complementarios dos a dos entre sí, esto es, ligados por una relación de indeterminación. Una vez elegida la componente particular que se va a medir, y realizada la medida, se ha perdido la posibilidad de haber medido cualquiera de las otras dos.

Veamos en un ejemplo cómo surgen esos ERL. Según la definición que EPR hicieron de tales «elementos de realidad», si medimos, por ejemplo, la proyección del espín del átomo 2 sobre un eje OY , componente $\vec{S}_Y^{(2)}$, podemos inferir la existencia de un elemento de realidad ERL en correspondencia con la componente de espín $\vec{S}_Y^{(1)}$ del átomo 1 compañero, por la certeza que tene-

mos del resultado que se obtendría si se midiera. Análogamente, por nuestro libre albedrío, igualmente podríamos haber decidido medir, por ejemplo, $\vec{S}_X^{(1)}$, sobre el primer átomo de una pareja concreta, en cuyo caso hubiéramos inferido la existencia de un elemento de realidad ERL en correspondencia con la componente de espín $\vec{S}_X^{(2)}$ de su compañero. Al final, se acaba infiriendo así la existencia de sendos ERL, en correspondencia con las tres componentes de espín y para cada uno de los dos átomos, sobre la base de unos razonamientos contrafácticos, ya que las medidas, salvo para una de las direcciones, no se han llevado a cabo. Además, se ha de suponer que dichos ERL son objetivos, existen de por sí antes de medirlos, porque, dada la separación espacio-tiempo establecida, no puede haber conexión causal entre los entornos locales de los dos átomos: no pueden ser creados en cada átomo a resultas de la medida en el otro.

El formalismo de la mecánica cuántica no puede incorporar esos elementos de realidad que, de aceptarse todas las hipótesis del argumento EPR, se corresponderían con las tres componentes del espín de cada uno de los dos átomos. En efecto, sabemos que cualquier pareja de componentes diferentes de espín de la misma partícula satisface una relación de indeterminación (son observables complementarios) y por ello es imposible determinarlas a la vez con precisión total, ni siquiera disponiendo de un aparato de medida ideal, que no aportase error alguno. Pero si aceptamos, por ejemplo, los dos ERL correspondientes a las componentes $\vec{S}_X^{(1)}$ y $\vec{S}_Y^{(1)}$, violamos el principio de indeterminación, pues su carácter objetivo, el concebirlas como elementos reales «de por sí», los haría medibles con precisión no sujeta a restricción alguna de tipo fundamental. Es decir, con la incorporación de esos ERL tendríamos determinados a la vez dos observables complementarios, más allá del límite impuesto por las relaciones de indeterminación. De modo que el formalismo mecano-cuántico no puede de ninguna manera incorporar variables teóricas que representen esos elementos de realidad así inferidos, ya que se quebraría la consistencia lógica de la teoría. Y es que recordemos que dicho principio de indeterminación es un teorema de la teoría, una consecuencia matemática de los

postulados de la misma. Además, el carácter contextual de las variables cuánticas de espín, según discutimos en el capítulo anterior, excluye también del marco formal cuántico la hipótesis de «existencia objetiva» para estas variables de valores determinados, anteriores e independientes de las medidas y sus contextos específicos.

Convencionalmente, esos ERL, ausentes de forma ineludible del formalismo cuántico, se denominan *variables ocultas*, y pertenecerían a cada átomo individual, considerado como sistema independiente. Su valor, si se conociera, sería capaz de justificar por qué se obtiene sobre cada par de átomos particular una de las dos combinaciones posibles, $(\uparrow\downarrow)$ o $(\downarrow\uparrow)$, y no la otra. Así, además, para satisfacción de algunos, el introducir esas variables ocultas podría permitir eliminar el azar de la teoría, restaurando el determinismo. Considérese que, una vez que los átomos están bien separados, sin interacción posible entre ellos (hipótesis segunda y tercera), la correlación observada tiene que deberse a que esas variables, una o varias, desconocidas para la ciencia actual, quedaron fijadas en sus valores con anterioridad, cuando los dos átomos compartían entorno local y se entrelazaron, lo que habría predeterminado la posterior correlación medida. En otras palabras: cuando la molécula se preparó en ese tipo de estado particular, que hemos denominado entrelazado, se originaron unos elementos de realidad objetivos, hoy por hoy variables ocultas, que son la causa supuesta en el argumento EPR de la posterior correlación entre resultados observada.

Como la mecánica cuántica, según hemos explicado, no puede de ninguna manera incorporar esos elementos de realidad a su formalismo, la presunción de que la función de onda del sistema contiene la información más completa de la que puede disponerse sobre el sistema habría quedado invalidada, y la definición quinta del teorema establecería su condena como teoría incompleta.

La mecánica cuántica, pues, es aceptada por el teorema EPR como una teoría correcta —que no es poco—, pero también como fundamentalmente incompleta. Es una conclusión ineludible: el nexo lógico que lleva desde las hipótesis hasta la con-

clusión es impecable, y el veredicto al respecto ha sido (casi) unánime. No puede, por tanto, considerarse la última palabra en ciencia, y el eco de la intervención de Born y Heisenberg en el marco del V Congreso Solvay, en 1927, arrogando para la nueva física cuántica la cualidad de completa y definitiva, quedaría apagado. Para los defensores del realismo local y el determinismo, a partir del teorema EPR tendría gran sentido proseguir la búsqueda de una teoría alternativa, también correcta y además completa. En ello se empeñaron, infructuosamente, Einstein y Schrödinger, entre otros.

¿Es entonces la mecánica cuántica una teoría incompleta? No, en absoluto: el teorema no le afecta, porque no asume todas sus hipótesis. Solo estamos obligados a aceptar la incompletitud de la mecánica cuántica si aceptamos el conjunto completo de hipótesis EPR. La mayoría de los físicos no lo hicieron, ignoraron el argumento y su acusación. Después de todo, se trata de una discusión principalmente filosófica: aplicando la austeridad «a lo Occam», quizá lo más sensato sea «dejarse de gaitas»... ¿Variables ocultas? ¿Elementos de realidad metafísicos? En contraste con las dos primeras hipótesis del argumento, las restantes parecen más filosóficas que estrictamente físicas.

En particular, la tercera, o hipótesis de separabilidad, postula la imagen clásica de una *Physis* que necesita ser dividida en partes separadas para su análisis, asumiendo que el conocimiento exhaustivo de esas partes proporciona el conocimiento completo del todo. Pero bien puede concebirse una naturaleza más holística, en la que un sistema entrelazado siga constituyendo un solo sistema, por separadas que estén algunas de sus partes. Entonces, el conocimiento global del que continúa constituyendo un único sistema requiere más información que la simple suma de las informaciones concernientes por separado a las diversas partes. Quizá, incluso, deba incluir no solo los objetos sobre los que medimos, sino también los aparatos con los que medimos y, en definitiva, todo el contexto o disposición global de cada experimento, de forma que no se pueda hablar de la realidad se-

El todo es mayor que la suma de sus partes.

ARISTÓTELES

parada de lo que no se puede medir conjuntamente (es imposible montar un único dispositivo experimental que mida dos propiedades complementarias). De hecho, este fue el contenido esencial de la densa respuesta al teorema EPR que Bohr publicó el mismo año de 1935 y en la misma revista *Physical Review*. Este tipo de respuesta ya fue anticipado por los autores del artículo EPR, quienes afirmaban en el penúltimo párrafo de su escrito: «De ninguna definición razonable de realidad puede esperarse que permita esto».

Los estados cuánticos especiales de un sistema físico que presentan el tipo de correlaciones descrito fueron pioneramente denominados por Schrödinger «entrelazados» (del inglés *entangled*, en versión del mismo autor a partir de su original alemán), en un artículo que publicó en la revista *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, también en 1935 y poco después del argumento EPR. En él, realizó un brillante análisis de esta característica cuántica; refiriéndose a un sistema entrelazado bipartito, afirmaba:

La función de onda del sistema de dos partículas, que se han separado después de una interacción temporal, no puede expresarse posteriormente como producto de funciones de onda separadas y, por tanto, el conocimiento de Ψ no permite adscribir a cada una de las dos partículas una función de onda individual; en otras palabras, el mejor conocimiento de un todo no incluye el mejor conocimiento de sus partes [...]. Es muy incómodo que la teoría permita que un sistema sea dirigido o pilotado hacia uno u otro tipo de estado, a merced del experimentador, a pesar de que este no tenga acceso a él.

Pero, si no se aceptan los ERL y se postula una realidad no separable, la última frase anterior se desvirtúa en su significado. En definitiva, como vamos a ver a continuación, basta aceptar que en la naturaleza existen unas correlaciones que son, simplemente, no clásicas, esto es, imposibles de justificar para toda teoría que incorpore en su descripción elementos de realidad objetiva local. En un momento histórico en que los denominados

fenómenos emergentes cobran actualidad, quizá ya no resulten tan sorprendentes las correlaciones cuánticas.

Schrödinger juzgó el entrelazamiento cuántico como una característica profundamente insatisfactoria, a la vez la esencial y la más radical del nuevo formalismo, como queda claro en su afirmación: «Yo no lo llamaría [al entrelazamiento] una característica más de la mecánica cuántica, sino el rasgo característico, el que rompe por completo con el pensamiento clásico». Hoy en día, los estados entrelazados se han incorporado a la práctica experimental habitual y constituyen la base de muchos de los más sorprendentes avances realizados en física cuántica en los últimos años, en los que se ha conseguido entrelazar también sistemas compuestos de más de dos partículas.

DESIGUALDAD DE BELL Y EXPERIMENTOS RELACIONADOS

En 1964 se produjo un excepcional descubrimiento teórico: John Bell formuló un teorema matemático que permitiría resolver la disputa en torno a los elementos de realidad locales y el teorema EPR. En concreto, estableció una desigualdad entre cantidades medibles que toda teoría que incorporase en su formulación elementos de realidad local debía respetar, mientras que las predicciones teóricas de la mecánica cuántica la violaban.

En definitiva: logró establecer la posibilidad de lo que en filosofía de la ciencia se denomina un *experimento crucial*: una nueva situación experimental, nunca concebida ni probada antes, y para la que la predicción teórica mecano-cuántica discrepa de la que necesariamente hace cualquier teoría que asuma en su formulación elementos de realidad locales. Es decir, y esto es muy importante, no enfrenta la mecánica cuántica a una teoría alternativa en particular, sino a toda teoría que considere elementos de realidad de tipo local (como los ERL del argumento Einstein-Podolsky-Rosen) para representar las variables correlacionadas.

A partir de ese momento, una controversia meramente filosófica se convirtió en una disputa dirimible en el laboratorio. Lo

que había que hacer era realizar el experimento y ver qué tipo de teoría acertaba en su predicción; la que fallara se mostraría no ya meramente incompleta, sino también incorrecta.

Recuérdese que denominamos locales a los ERL introducidos en el teorema EPR porque se han inferido a partir del requisito de localidad: cualquier interacción efectiva, es decir, involucrando transporte de energía o materia, que actúe en una región dada del espacio-tiempo, no puede tener su origen en otra región separada de la primera en términos relativistas (es decir, separada «lo suficiente»). Por supuesto, queda claro entonces que teorías que postulen elementos de realidad de tipo no local, distintos a los planteados en el argumento EPR, no quedan afectados por el trabajo de Bell. Un ejemplo popular es la mecánica cuántica de Bohm, formulada en 1952 y diferente a la ortodoxa (y con la que parecía hasta hace poco predictivamente equivalente, siempre en el dominio no relativista).

El requisito de localidad, entendido como localidad relativista o prohibición de interacciones superlumínicas, lo satisfacen tanto la física clásica como la cuántica. Cuando a veces se habla con rigor de una no localidad de la física cuántica, a lo que se refiere es a lo que Bell denominó *localidad causal*, algo que definió de la siguiente manera: una teoría es localmente causal si las probabilidades de los resultados de las medidas en una zona del espacio-tiempo no pueden verse alteradas por lo que sucede en otras zonas que estén separadas de ella de forma que no pueda invocarse una conexión causal mutua (separación «a la EPR», recuérdese la tercera hipótesis del teorema). La mecánica cuántica viola la localidad causal así definida; no obstante, debido a que no incorpora elementos de realidad para sus variables contextuales, ello no supone que viole la localidad relativista. Por cierto, la antes mencionada teoría de Bohm viola ambas localidades.

Hecha la propuesta teórica, lo que se necesitaba a continuación era que un equipo de experimentadores se metiera en la faena de hacer el test en la realidad de los laboratorios, para dilucidar si la estadística real, de medidas hechas, violaba o no la desigualdad de Bell. Es decir, comprobar si los resultados ex-

perimentales concordaban con las predicciones de las teorías realistas locales —las que incorporan los ERL locales— o con las cuánticas.

Los primeros experimentos realizados, en los que se sometía a prueba la ecuación en la forma original formulada por Bell, resultaron inconcluyentes, debido a las inherentes deficiencias y errores instrumentales. Por ejemplo, en un laboratorio real, es imposible reproducir la predicción teórica de correlación perfecta (resultado conjunto siempre $\uparrow\downarrow$ o $\downarrow\uparrow$

para todo par entrelazado), pues en la práctica ocurren desviaciones por la eficiencia limitada de todo aparato de medida, que además nunca trabaja de una forma del todo homogénea. Fue preciso un laborioso trabajo teórico, desarrollado principalmente por John Francis Clauser, Michael Horne, Abner Shimony y Richard Holt, para encontrar unas ecuaciones de Bell modificadas, las desigualdades Bell-CHSH, que incorporaron las inevitables imperfecciones del mundo de los laboratorios y sus medidas reales, permitiendo por fin acometer un test experimental fiable.

Entre 1981 y 1982, Alain Aspect y un equipo de colaboradores llevaron a cabo, en el Instituto de Óptica Teórica y Aplicada de la Universidad de París-Sur, Orsay, los primeros experimentos que fueron aceptados mayoritariamente por la comunidad científica como concluyentes, respecto a la cuestión de si los fenómenos reales violan o no las desigualdades de Bell-CHSH. Como sistema experimental, utilizaron pares de fotones, producidos en un estado entrelazado, cambiando así espines atómicos por polarizaciones fotónicas (y, en consecuencia, los dispositivos de tipo Stern-Gerlach se cambian por analizadores de polarización; por lo demás, el análisis que hemos desarrollado se mantiene). Los dos fotones en ese peculiar estado entrelazado eran emitidos simultáneamente por átomos de calcio, a partir de un proceso de transición energética inducido mediante la aplicación de láseres de frecuencias específicas. Un esquema general de esta clase de experimentos se muestra en la figura 4.

La palabra «realidad» es también una palabra, una palabra que tenemos que aprender a utilizar correctamente.

NIELS BOHR

PRODUCCIÓN DE FOTONES ENTRELAZADOS

Una forma eficiente de producir tanto fotones entrelazados como estados monofotónicos es el mecanismo de conversión óptica paramétrica, espontánea y a la baja, o fluorescencia paramétrica, más conocido como mecanismo SPDC (del inglés *spontaneous optical parametric down-conversion*). Se trata de un fenómeno en el cual, a partir de un fotón primario, que desaparece, se generan, a veces, dos fotones secundarios con polarizaciones y localizaciones correlacionadas. Para ello, se hace incidir un láser, que es una onda monocromática de gran intensidad, sobre un tipo específico de cristal, como el borato de beta-bario, que permanece inalterado durante el proceso. El fenómeno es espontáneo, de manera que un par de fotones entrelazados se crea solo en algunas ocasiones, al azar, mientras que la mayoría de los fotones atraviesan el cristal sin alterarlo; el proceso, cuando sucede, se considera estimulado por las fluctuaciones cuánticas aleatorias del vacío. El fenómeno se esquematiza en la figura 1; de la aplicación estricta de los principios de conservación de energía y momento entre los fotones involucrados se deriva un proceso «a la baja» o «descendente», en el sentido de que se producen fotones con energías individuales que han de ser, por conservación de la energía, menores que la del incidente.

Dos fotones con polarizaciones superpuestas

Las ecuaciones de conservación de la energía y el impulso, aplicadas al proceso, imponen que los dos fotones emitidos se propaguen bajo localizaciones simétricas entre sí en relación a la dirección de incidencia del fotón primario. En el tipo II del proceso, los dos fotones producidos se emiten sobre sendas direcciones situadas sobre las superficies de dos conos no coaxiales (no comparten un eje común); uno de ellos tiene la misma polarización que el incidente y su compañero la ortogonal (la perpendicular). Se generan, pues, dos conos de direcciones posibles por cada longitud de onda incidente, uno por cada polarización de las dos posibles, horizontal o vertical, como se muestra en la figura 2. Los dos fotones que se propagan según las direcciones de intersección de los conos constituyen un par entrelazado: la función de onda que lo describe no permite asignar a cada uno de ellos un estado de polarización lineal, horizontal o vertical, determinado, sino que se corresponde con una superposición de las dos posibilidades.

Indispensables en información cuántica

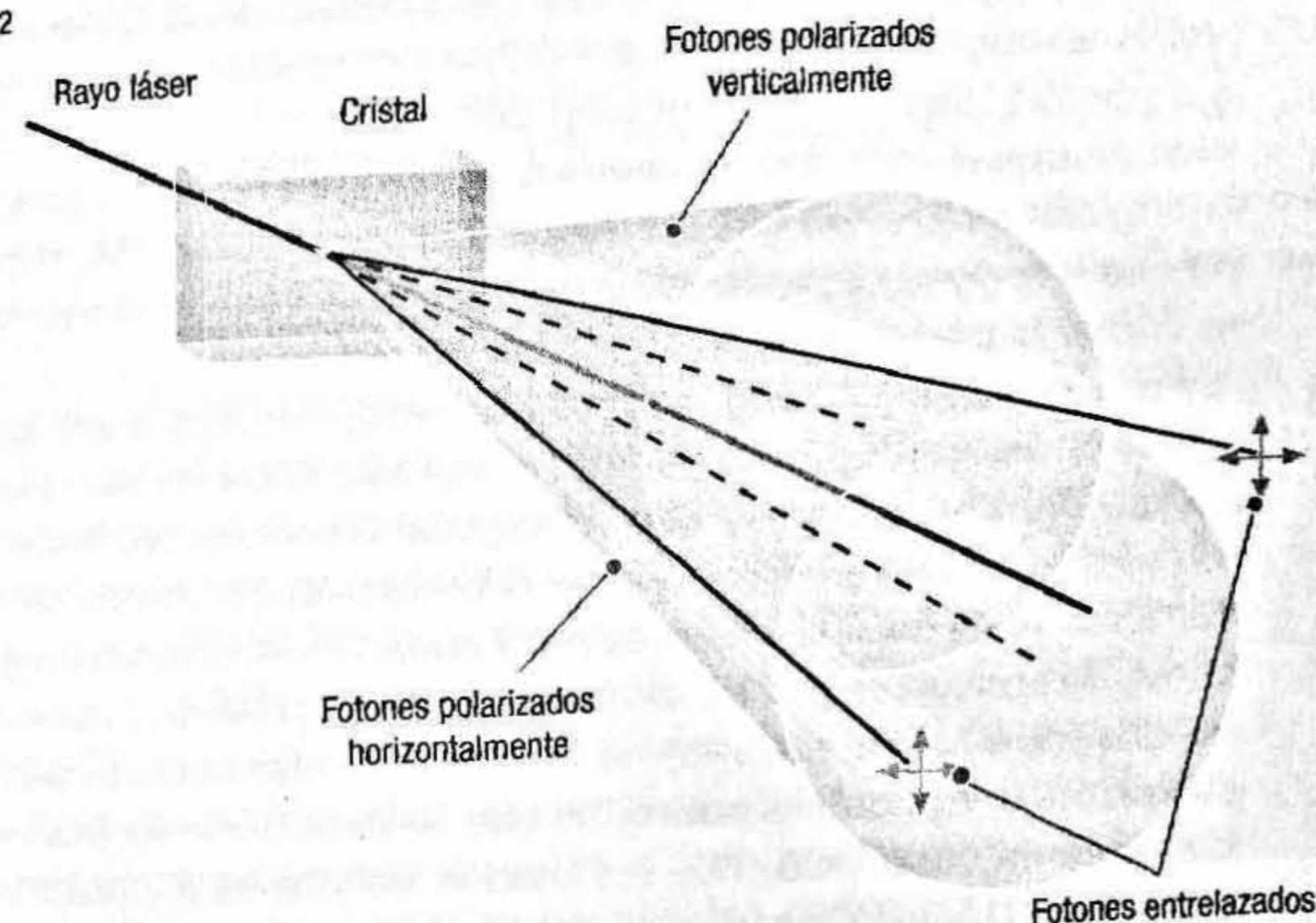
Los pares de fotones entrelazados tienen numerosas aplicaciones: además de ser imprescindibles en el campo de la nueva información cuántica, que incluye tanto la criptografía como la computación cuánticas, permiten la realización de experimentos que han puesto a prueba aspectos fundamentales de la mecánica cuántica, como la no separabilidad en los contextos EPR (Einstein-Podolsky-Rosen). En estos últimos experimentos, por ejemplo, han sustituido a otros mecanismos de producción de pares de fotones entrelazados usados anteriormente, como los producidos en el efecto de cascada atómica en átomos de calcio que se emplearon en la década de 1980 en los experimentos de Aspect sobre la desigualdad de Bell.

FIG. 1



Esquema general de un proceso SPDC, o conversión óptica paramétrica, espontánea y a la baja: un fotón incidente produce la emisión de dos fotones entrelazados, usualmente denominados señal y vago.

FIG. 2

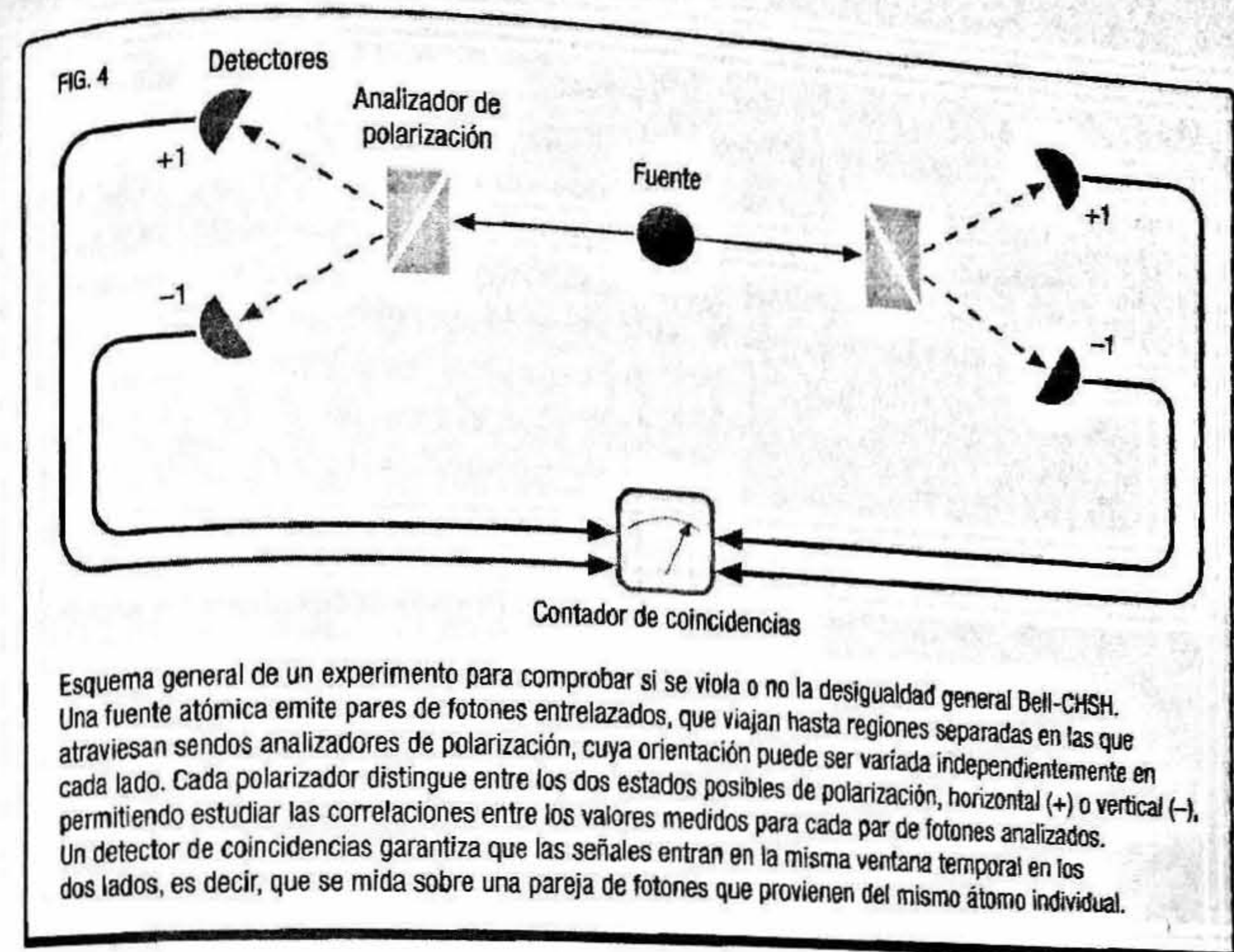


Proceso SPDC tipo II. Los fotones entrelazados son el par que se emite sobre las direcciones de intersección entre las superficies de los dos conos dibujados; los fotones del par entrelazado no tienen polarización individual definida, sino que se producen en un estado entrelazado en que se superponen los dos estados de polarización posibles.

Los resultados del experimento de Aspect confirmaron la predicción mecano-cuántica, registrándose una clara violación de la desigualdad de Bell. Este resultado a favor de la teoría cuántica consiguió convencer a muchos de los científicos hasta entonces reticentes a abandonar el realismo local (una minoría, por cierto), sobre todo cuando se presentó una variante del experimento con elección retardada. Tratemos de explicar en qué consistió. Volvamos a nuestro anterior ejemplo de una molécula que se rompe produciendo dos átomos que viajan hacia regiones separadas, donde a cada uno le espera un artificio tipo Stern-Gerlach. Lo usual es que estos ya estén orientados de antemano, es decir, se haya decidido con antelación, antes de romperse cada molécula, el par específico de direcciones sobre las que se va a medir en cada lado el espín atómico. Entonces, por muy filosófico y rebuscado que suene, se podría invocar un argumento superdeterminista, del tipo «como el universo ya sabe, al romperse la molécula, sobre qué dirección concreta va a ser preguntado cada átomo, el universo es capaz de crear una hoja de ruta, unas instrucciones previas que configuran la molécula en su ruptura, así como todo el contexto, disponiéndose lo necesario para que se derive la posterior correlación observada».

Para poder desactivar este argumento, Aspect y su equipo organizaron un experimento de «elección retardada». Haciendo uso del libre albedrío que se supone tenemos los humanos, retrasaron la elección sobre qué orientación concreta se iba a dar a los polarizadores usados para cada fotón, los análogos de nuestros Stern-Gerlach en su montaje. De esta forma, al emitirse los dos fotones por cada átomo de calcio, nadie ni nada sabía las direcciones específicas sobre las que se iban a medir las polarizaciones en cada lado. Los resultados volvieron a confirmar la violación de la desigualdad de Bell y, deficiencias experimentales aparte, la incorrección del realismo local. Un nuevo y rotundo triunfo de la mecánica cuántica.

Respecto a las experiencias de Aspect, quien fuera durante mucho tiempo director del CERN, Bernard d'Espagnat, afirmó: «La novedad que los experimentos de este tipo nos aportan es la certidumbre por fin conseguida de que [...] la afirmación "rea-



lismo y separabilidad son verdaderos" es irreconciliable no solamente con tal o cual *a priori* filosófico o epistemológico, sino, más significativamente, con los hechos».

Posteriormente, numerosos experimentos, cada vez más refinados y complejos, han ido cerrando las deficiencias señaladas por diversos críticos en los experimentos de Aspect, aportando así rotundidad a una conclusión: el realismo local es incorrecto y dos objetos entrelazados pueden, bajo determinadas condiciones, seguir constituyendo un solo sistema, por muy separados en el espacio-tiempo que lleguen a estar. En consecuencia, se produce una correlación entre los resultados de las medidas sobre ellos de determinadas propiedades, imposible de justificar para cualquier teoría que conciba la realidad como siempre separable en partes locales independientes.

En resumen, puesto que, como afirmó Bell, «ninguna teoría local determinista de variables ocultas puede reproducir todas las

EL TEOREMA DE BELL CON OBJETOS COTIDIANOS

El teorema de Bell puede ilustrarse sin recurrir a la difícil matemática de los especialistas en física. De hecho, existen publicadas demostraciones que involucran objetos de lo más variopinto. Se trata, sin más, de una desigualdad matemática que debe satisfacer la estadística de resultados de las medidas de variables objetivas locales, como las que maneja cualquier teoría realista local, variables que tienen un valor determinado, se midan o no, y pase lo que pase en regiones lo suficientemente separadas, es decir, de imposible conexión causal.

Matrimonios entrelazados

Imaginemos una colección de muchos matrimonios. En cada pareja, siempre los dos miembros tienen tres características dicotómicas, con solo dos posibilidades opuestas:

- Propiedad 1, «vestir sombrero»: si uno viste sombrero, su cónyuge no.
- Propiedad 2: «llevar calcetines»: si uno lleva calcetines, el otro no.
- Propiedad 3: «llevar gafas»: si uno las lleva puestas, su pareja no.

Los matrimonios se separan; cada cónyuge viaja a un lugar distinto, donde no es posible la comunicación mutua, y dos observadores van apuntando, al azar y eligiendo justo cuando tienen delante a su sujeto, una de las tres características anteriores. A medida que más parejas se van separando y son inspeccionadas, va surgiendo una tabla de resultados, de la que se descartan las parejas en que los dos observadores han coincidido en observar la misma propiedad:

	Observador 1	Observador 2
Pareja 1	Con sombrero (s↑)	Sin calcetines (c↓)
Pareja 2	Con gafas (g↑)	Sin sombrero (s↓)
Pareja 3	Sin calcetines (c↓)	Sin gafas (g↓)
Pareja 4	Sin sombrero (s↓)	Con gafas (g↑)
Pareja 5	Con calcetines (c↑)	Con sombrero (s↑)
...

La desigualdad de Bell, derivable por simple razonamiento estadístico en teoría de conjuntos, establece (por ejemplo) que:

$$N(s\uparrow, c\uparrow) \leq N(s\uparrow, g\uparrow) + N(c\uparrow, g\uparrow),$$

donde cada N representa el número de matrimonios, o filas en la tabla, en que los dos observadores han registrado, respectivamente, lo indicado en el paréntesis contiguo. Los resultados de este experimento respetan siempre la desigualdad de Bell.

Las parejas cuánticas entrelazadas pueden violar la desigualdad

Reemplacemos los matrimonios por un par de partículas entrelazadas, por ejemplo, los dos átomos producidos al romperse una molécula, generados en un estado conjunto de espín total nulo. La mecánica cuántica predice una estricta correlación en los resultados medidos de las componentes de espín, según una misma dirección, de cada dos átomos procedentes de la misma molécula individual. Por su parte, las tres propiedades en la tabla anterior se reemplazan del siguiente modo:

- «Vestir sombrero» por «componente del espín según una dirección espacial marcada por un vector \vec{a} ».
- «Llevar calcetines» por «componente del espín según la dirección espacial marcada por un vector \vec{b} ».
- «Llevar gafas» por «componente del espín según la dirección espacial marcada por un vector \vec{c} ».

Para cada una de las tres propiedades solo son posibles dos resultados: «arriba», \uparrow , o «abajo», \downarrow . Entonces:

1. La desigualdad de Bell antes indicada toma ahora la expresión:

$$N_{\uparrow\uparrow}[\vec{a}, \vec{b}] \leq N_{\uparrow\uparrow}[\vec{a}, \vec{c}] + N_{\uparrow\uparrow}[\vec{b}, \vec{c}],$$

donde, por ejemplo, $N_{\uparrow\uparrow}[\vec{a}, \vec{b}]$ representa el número de pares entrelazados en que, al medir la componente del espín del átomo 1 sobre la dirección especificada por el vector \vec{a} , y sobre su compañero 2 la componente según la dirección \vec{b} , el resultado obtenido ha sido la combinación de orientaciones respectivas ($\uparrow\uparrow$). La derivación de la desigualdad asume una correlación estricta del 100% cuando para los dos átomos se elige la misma dirección, esto es:

$$\begin{aligned} N_{\uparrow\uparrow}[\vec{d}, \vec{d}] &= N_{\downarrow\downarrow}[\vec{d}, \vec{d}] = 0; \\ N_{\uparrow\downarrow}[\vec{d}, \vec{d}] &= N_{\downarrow\uparrow}[\vec{d}, \vec{d}] \text{ (al 50\%)}, \end{aligned}$$

para cualquier dirección arbitraria del espacio \vec{d} .

2. Toda teoría que incorpore elementos de realidad locales para representar las distintas componentes del espín ha de respetar la desigualdad de Bell, para todo conjunto de tres direcciones en el espacio ($\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$).
3. Existen algunos conjuntos ($\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$) particulares para los que la predicción mecano-cuántica de resultados viola la desigualdad de Bell.

predicciones experimentales de la mecánica cuántica», y puesto que esas predicciones experimentales concuerdan con los resultados medidos en los laboratorios, todas las teorías realistas locales son incorrectas. La realidad, si es, es no-separable o entrelazada; no puede concebirse como siempre separable. Y con esto abandonamos el segundo supuesto de la física clásica (de los relacionados al comienzo del primer capítulo), al menos para los sistemas entrelazados.

Por último, es interesante recalcar que, aunque en un sentido matemático la violación del realismo local pueda considerarse una consecuencia especial de la contextualidad cuántica, correspondiente al caso en que las medidas se realizan en regiones separadas, la violación de un teorema tipo Bell se considera más fundamental. Y es que, al invocarse contextos espaciales separados, podría parecer que la localidad relativista debería desterrar la contextualidad... ¡Pero no lo hace!

APLICACIONES: ADEMÁS DE FASCINANTE, FUNCIONA

Por el fenómeno del entrelazamiento cuántico, sabemos que algunos sistemas, preparados de la forma adecuada, presentarán bajo medida unas correlaciones puramente cuánticas, en el sentido de ser imposibles de reproducir para toda teoría realista local. Este hecho, probado experimentalmente de una forma que hoy se considera casi con unanimidad como definitiva y que algunos gustan de denominar no-localidad cuántica (lo que induce a confusión, pues parece que se violan los postulados relativistas, algo que de ninguna manera sucede), tiene una trascendencia filosófica fundamental para nuestra concepción de la realidad. Cabe preguntarse si, además, permite aplicaciones prácticas.

La respuesta es rotunda: muchas y de gran importancia. Por ejemplo, aplicaciones en metrología, espectroscopia, detección de ondas gravitacionales, etc. Asimismo, una nueva disciplina científica, denominada «información cuántica», ha emergido a partir del uso de esta peculiar característica; comprende nuevos

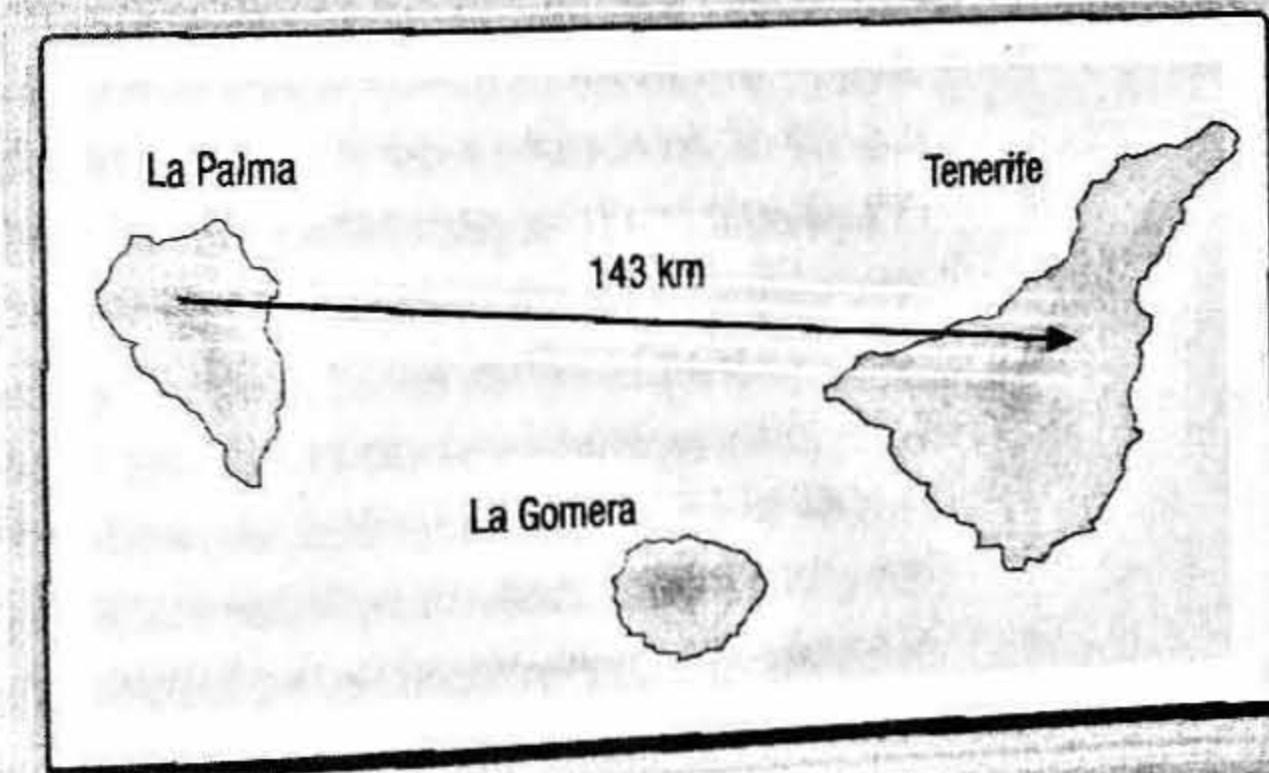
TELETRANSPORTE CUÁNTICO

La palabra *teletransporte*, dada su etimología, se referiría al fenómeno por el que algo se traslada a distancia. Dicho así, no suena muy revolucionario, pero si se añade la característica de realizar ese transporte de forma instantánea, empieza ya a sonar a ciencia ficción... y a violación de la relatividad. Por supuesto, no hay tal.

Teletransportando información

Para tener una réplica idéntica a un objeto dado en otro lugar del espacio, no necesitamos trasladar el objeto en sí, basta con poder reproducirlo en el otro lugar; es lo que se hace al enviar un fax, por ejemplo. Entonces, ¿qué tiene de revolucionario el teletransporte cuántico? Que es instantáneo: esa copia del objeto, a diferencia de lo que sucede en un fax normal, aparece en el otro punto sin dilación temporal alguna —una vez culminada la correspondiente operación—, y sin que haya habido ningún transporte de energía o materia, de forma que se respetan los axiomas relativistas. Otra diferencia con el fax ordinario es que, al realizarse el fenómeno, desaparece el original, en conformidad con el denominado teorema de no clonación cuántica, que impide hacer duplicaciones de un sistema cuántico. La razón estriba, una vez más, en el principio de indeterminación: para extraer la información necesaria sobre un sistema en superposición cuántica, hay que «mirarlo», esto es, realizar medidas sobre él, y entonces lo alteramos: lo transformamos y perdemos, en general, el original. ¿Cómo es posible que no se viole la relatividad? Porque se aprovecha el entrelazamiento cuántico, de manera que lo que se transporta es, por ejemplo, el estado cuántico de un fotón inicial dado, con la ayuda de un par adicional de fotones entrelazados que se separan entre sí a una distancia arbitraria, permaneciendo uno de ellos junto al inicial. A continuación, se entrelaza dicho fotón inicial con el contiguo del par auxiliar, en una operación que altera el estado de ese fotón inicial, pero que, bajo determinadas circunstancias y por las especiales características matemáticas de las correspondientes funciones de onda, lo replica al mismo tiempo y de forma instantánea en el compañero a distancia. Hasta el momento se han realizado ya algunos experimentos de teletransporte incluso con átomos, es decir, de estados cuánticos de partículas materiales.

En 2007 se realizó un experimento de teletransporte fotónico en las islas Canarias, sobre una distancia de unos 140 km. El fotón inicial y otro del par entrelazado auxiliar se mantuvieron en La Palma, mientras que el compañero, sobre el que se replicó el inicial, se envió hasta Tenerife, donde fue recibido por la sede local de la Agencia Espacial Europea.



avances como el desarrollo de la criptografía y la computación cuántica, y la implementación del teletransporte cuántico. Todas ellas están configurando una nueva revolución tecnológica, que permitirá avances que incluirán comunicaciones más seguras que nunca y potencias de cálculo hoy en día inimaginables. El futuro en ciencia está siempre abierto.

CODA FILOSÓFICA

Si el lector ha conseguido navegar hasta este puerto, a pesar de las fuertes tormentas que quizá han sacudido su trayecto, habrá comprobado a lo largo de él que algunos de los pilares ontoepistemológicos de lo que podríamos denominar la tradición realista del pensamiento clásico han ido siendo lanzados por la borda. Entre ellos, destacan especialmente:

- La primacía de la ontología sobre la epistemología: la existencia de un objeto natural, con sus propiedades físicas inherentes, no depende de ningún proceso cognoscitivo. Un sistema físico material puede y debe ser descrito con precisión y exhaustivamente en términos de un esquema conceptual de atributos físicos bien determinados; estos incluyen en todo caso su ubicación determinada en el espacio y el tiempo. Las propiedades físicas de un objeto, por tanto, son objetivas y deben proporcionar los mismos valores sea cual sea el modo de observación o medida realizado.
- El principio de separabilidad. La naturaleza puede dividirse en elementos conceptualmente distinguibles, cada uno de los cuales posee un estatus ontológico autónomo, asumible como independiente de cualquier otro elemento con el que no se pueda establecer una conexión causal. En consecuencia, la información completa relativa a un sistema compuesto, una vez que sus partes se han separado y es imposible la conexión causal entre ellas, es la suma de las informaciones completas sobre sus distintas partes.

Ninguno de ellos ha sobrevivido intacto, de modo que la mecánica cuántica, «la teoría científica más fructífera y precisa jamás desarrollada», es, también en palabras de Anthony James Legget, «mucho más que simplemente una teoría; es una forma completamente nueva de mirar al mundo, implicando un cambio de paradigma quizá más radical que ningún otro en la historia del pensamiento».

Dado todo lo anterior, hay una pregunta que zumba con frecuencia en torno a esta disciplina científica: ¿es la física cuántica una descripción de la «realidad»? Las siguientes frases de algunos de los fundadores de la mecánica cuántica conforman una respuesta:

La física es un trabajo honrado; solo después de haberlo aprendido se tiene el derecho a filosofar sobre él.

WERNER HEISENBERG

No hay un mundo cuántico. Solo hay una descripción física abstracta. Es un error pensar que la tarea de la física es descubrir cómo es la naturaleza. La física concierne solo a lo que podemos decir acerca de la naturaleza. (Niels Bohr)

Encontramos aquí bajo una nueva luz la vieja verdad de que en nuestra descripción de la naturaleza el propósito no es revelar la verdadera esencia de los fenómenos, sino tan solo rastrear, hasta donde sea posible, las relaciones entre los múltiples aspectos de nuestra experiencia. (Niels Bohr).

Tenemos que recordar que lo que observamos no es la naturaleza en sí, sino la naturaleza expuesta a nuestro método de indagación. (Werner Heisenberg)

En una medida de la posición, por ejemplo, [...] el electrón es obligado a tomar una decisión. Lo obligamos a asumir una posición definida; antes no estaba, en general, ni aquí ni allí; todavía no había tomado su decisión sobre una posición definida. [...] Nosotros mismos producimos los resultados en la medición. (Pascual Jordan)

Así pues, como la respuesta nos traslada al fenómeno y liga al observador con lo observado, parece que se podría plantear una duda sobre la existencia misma de alguna «realidad». Cuestión pura de paladar filosófico. Sin menoscabo de la admiración que merecen grandes pensadores —y poetas—, y con consciencia plena de la imposibilidad lógica de probar que no somos el sueño de un Buda —o la simulación informática de un programador—, algunos «creemos» en la realidad. Es cuestión de ejercer la libertad de escoger creencias, y la de los realistas es que, uno o múltiple, accesible o velado a nuestro conocimiento, un universo «real» existe. En expresión de Martin Gardner, «realismo no es una palabra malsonante», así que no nos dejemos extraviar por alocados gurús: la mecánica cuántica no proclama el fin del realismo, solo perfila qué concepciones realistas siguen siendo sostenibles.

La realidad, como Aristóteles ya reflexionó, puede «decirse de muchas maneras». La concepción realista objetiva clásica parte del supuesto de que el mundo es por completo exterior al sujeto, de modo que constituye un ideal de nuestro conocimiento el adecuarse a esa realidad previamente dada. Otros realismos son posibles, como uno crítico, que considere que nuestro conocimiento nunca puede captar de forma definitiva la realidad, que ni siquiera el admitir una realidad objetiva, independiente de su observación, conllevaría aceptar la posibilidad de su conocimiento, mucho menos con certeza.

El conocer cuántico considera que el experimentador solo tiene acceso, si acaso, a una realidad inevitablemente alterada cuando es obligada a mostrarse. Además, cada vez son más numerosos los fenómenos que afloran en nuestro indagar y que solo admiten pura representación matemática, sin que nuestro humano —limitado— cerebro pueda visualizarlos en su estrecho corsé de conceptos clásicos. Y, para rematarlo, en concepción de Bernard d'Espagnat, la realidad más profunda permanece siempre velada, esquiva a nuestro indagar, relegada, pues, a lo metafísico.

¿Cuál es el problema? ¿Seremos tan soberbios como para negar lo que parece que no podemos conocer? ¿Lo racional no sería quedarnos en el escepticismo? ¿No será que seguimos encerrados en la trampa cultural de los absolutos? ¿Cuál es el problema de

que nuestros experimentos, nuestra ciencia, verse sobre una realidad aparente por sus fenómenos, moldeada quizá sobre una más profunda a partir de nuestra razón y nuestra experiencia, inefable para el lenguaje natural? ¿Cuál es el problema de que solo podamos pensarla en el lenguaje universal de las matemáticas, a salvo de Babel? Epicuro ya nos enseñó a despreocuparnos de los dioses, recuperemos su lección y concentrémonos en aprender más sobre lo que nos afecta, la realidad como nos es cognoscible, la que conformamos con cada acción en la que intervenimos. Quizá en eso consiste la libertad humana, en que «nuestra» realidad no está previamente dada y la verdad absoluta nos es ajena.

¿Constituye esta opinión un idealismo? Epistemológico, puede ser, pero no necesariamente ontológico. La mecánica cuántica no suprime la realidad, simplemente nos recuerda nuestras limitaciones; no excluye considerar que la Luna seguirá estando ahí fuera cuando no haya nadie que la mire. Si eso llegara a suceder, como ya no habría ni ciencia ni filosofía, este supuesto indemostrable sería entonces también implacable.

AUDACIA TEÓRICA: POSTULANDO MUCHOS MUNDOS

Si hubiera un concurso de belleza entre las distintas interpretaciones de la mecánica cuántica, la teoría ganadora sería para muchos la denominada interpretación de los muchos mundos.

Recordemos que la cuántica ortodoxa incorpora el postulado del colapso de la función de onda asociada a un sistema cuando este interacciona. En esencia, lo que establece es que cuando el sistema, como consecuencia de la interacción que conlleva toda medida, cambia de estado, se produce un reemplazo automático de la función de onda asociada. En rigor, solo los denominados estados «puros» del sistema, que son los que se describen directamente por una función de onda, admiten un proceso tan directo de cambio súbito o sustitución de una función de onda por otra, y solo bajo la acción de determinado tipo de medidas.

En 1957, Hugh Everett logró leer su tesis doctoral, realizada bajo la supervisión de John Wheeler, quien hubo de esforzarse

sobremanner para que las autoridades de Copenhague le concedieran el plácet (Bohr nunca vio con agrado sus ideas). Su trabajo versaba sobre el problema de la medida y proponía cortar el nudo gordiano: suprimir el axioma del colapso.

La descripción aleatoria de la ortodoxia asigna probabilidades a los distintos resultados posibles de cada medida; solo uno de ellos, al azar, se realiza en cada interacción, resolviendo la superposición cuántica en la que se sumaban las distintas posibilidades. Everett postuló en cambio que todas se realizan, cada una en un mundo alternativo y real. Es decir, cada interacción «desdobla» nuestro universo en una serie de posibilidades simultáneas, o, lo que sería equivalente, hay múltiples universos y en cada uno tiene lugar uno de los posibles resultados. Estos mundos constituyen historias que existen por completo independientes entre sí, de forma que, para los habitantes de cada mundo, los restantes son inobservables: la mutua comunicación es imposible.

Concebir muchos mundos paralelos posee una fascinación intrínseca, patente desde que ya en el siglo XVI Giordano Bruno hablara de ellos. Lo interesante de la propuesta de incorporarlos a la teoría cuántica es que se suprime la necesidad de un observador exterior global y, por tanto, se eliminan los sistemas clásicos *a priori*. Es decir, todo lo que existe, absolutamente todo, constituye un solo sistema cuántico, que obedece una ecuación cuántica en su evolución; por ello, existe una función de onda universal, que incluye todos los observadores y objetos observados. Las superposiciones cuánticas evolucionan según la ecuación de Schrödinger, y todos sus términos o posibilidades se realizan: en cada mundo un observador establece como real uno de los posibles resultados, pero la función de onda del universo (compuesto por muchos mundos) nunca colapsa.

Leída la tesis doctoral, sus ideas fueron ignoradas durante muchos años; de hecho, parece que Everett abandonó la investigación en física desencantado por ello. Y es que la pluralidad ontológica introducida encontró y sigue encontrando feroces resistencias, como muestra la opinión de Bell en 1990 sobre ella: «Si una teoría así fuera tomada en serio, sería difícil tomar nada más en serio».

Pero diez años después de la lectura de la tesis, en 1967, Bryce DeWitt rescató la propuesta, formulando una aplicación para el estudio de la gravedad cuántica, la ecuación de Wheeler-DeWitt, una ecuación de Schrödinger aplicada al universo entero. Y el hecho es que, hoy en día, especialmente entre investigadores en teoría de cuerdas y en cosmología, hablar de multiversos empieza a ser corriente, porque, como se escucha a menudo, «al pensar en términos matemático-cuánticos abstractos, la teoría de Everett emerge como la más razonable».

¿Ciencia o filosofía? Este es el principal problema de la interpretación: no está claro que sea falsable, es decir, refutable por vía experimental. Pero hay opiniones que afirman que cuando se desarrolle más la computación cuántica, se podrá realizar una prueba empírica sobre la existencia o no de esos muchos mundos. Mientras tanto, en cosmología se empieza a considerar que la existencia de universos paralelos puede no ser mera fantasía, sino tal vez la hipótesis más consistente con algunas observaciones.

¿UNA REALIDAD COMPUESTA DE INFORMACIÓN?

Una afirmación que se escucha con frecuencia entre algunos investigadores en el nuevo campo de la información cuántica es la que proclama la información como el concepto fundamental en nuestra indagación científica del mundo. En una entrevista relativamente reciente publicada en la revista *Investigación y Ciencia* (abril de 2008), Anton Zeilinger reflexionaba:

La información establece qué puede decirse y también qué puede ser la realidad. En la concepción habitual del físico, al igual que en la vida cotidiana, la realidad existe ahí, ante nosotros, primaria; por esa realidad nos paseamos como si fuera un escenario y la información no es más que una noción derivada, secundaria. En la física cuántica, al menos en determinadas situaciones, la información es, tengo esa convicción, lo primario: lo que puede ser dicho. [...] Hemos de abandonar la separación entre información y realidad.

[...] Podrían ser dos caras de la misma moneda. No se puede hacer ningún enunciado sobre la realidad sin hablar de información. Ambas están imbricadas. Qué significa esto en última instancia, todavía no lo sabemos.

En la misma entrevista, sin embargo, ante la pregunta de si equiparaba información y realidad, de si entonces lo que hasta ahora se consideraba como realidad no sería propiamente información, respondía que eso sería, para él, «demasiado idealista».

Pero otros investigadores sí dan el paso por completo y postulan la información como la esencia misma de la realidad. Así que, desde el campo de la información cuántica, podría parecer que no solo van a proporcionarnos —ya lo están haciendo, de hecho— un nuevo modo, cuántico, de procesar la información, permitiendo el teletransporte; unas comunicaciones más seguras que las que ningún sistema criptográfico clásico podría nunca garantizar; unos medios de computación incomparablemente superiores a los actuales... Por si todo esto no fuera impresionante por sí solo, algunos investigadores parecen proponer también una nueva ontología de la realidad. El universo concebido como un inmenso computador cuántico (con una memoria de unos 10^{100} bits y una velocidad de procesamiento de 10^{90} bits por segundo, en estimación de Vlatko Vedral), de cuyo estudio hay que conseguir descodificar la información que se desea comprimir en las expresiones matemáticas de nuestras leyes físicas, de las que emerge la realidad.

Para terminar, quizá conviene recordar las palabras de Miguel de Cervantes sobre su célebre caballero andante:

Con estas razones perdía el pobre caballero el juicio, y desvelábase por entenderlas y desentrañarles el sentido, que no se lo sacara ni las entendiera el mismo Aristóteles, si resucitara solo para ello.

Y en efecto, la física continúa ofreciendo un fascinante programa de investigación sobre la naturaleza, la arrogancia de la cabal comprensión última, que continúa su bucle infinito.

LECTURAS RECOMENDADAS

- ACZEL, A.D., *Entrelazamiento. El mayor misterio de la física*, Barcelona, Crítica, 2008.
- CASSINELLO, A. y SÁNCHEZ GÓMEZ, J.L., *La realidad cuántica*, Barcelona, Crítica, 2013.
- COX, B. y FORSHAW, J., *El universo cuántico*, Barcelona, Debate, 2014.
- D'ESPAGNAT, B., *Veiled reality. An analysis of present-day quantum mechanical concepts*, Boston, Addison-Wesley, 1995.
- DELIGEORGES, S. (Ed.), *El mundo cuántico*, Madrid, Alianza, 1990.
- HEISENBERG, W., *Física y filosofía*, Buenos Aires, Ediciones La Isla, 1959.
- ICAZA, J.J., *La construcción de la mecánica cuántica*, Bilbao, Universidad del País Vasco, 1991.
- JAMMER, M., *The philosophy of quantum mechanics*, Nueva York, Wiley, 1974.
- SELLÉS, M. y SOLÍS, C., *Revolución científica*, Madrid, Síntesis, 1994.

azar 10, 43, 59, 84, 96, 98, 100,
126, 134, 135, 150, 156, 160, 168

Bohr, Niels 40, 53, 55, 72, 96, 101-
104, 106, 136, 140, 152, 165, 168
modelo atómico de 40, 54, 55,
58, 59, 61, 68, 80-82
relación de 56-57

campo 32
cuántico 53, 82, 102
de probabilidad 115
eléctrico 33-35
electromagnético 30, 33, 34,
37, 43, 46, 78, 106
escalar 32, 33
magnético 33-35, 59, 60, 62
vectorial 32

causalidad 79, 95, 100

colapso 84, 97, 134-136, 167, 168

compleción 142

complementariedad 55, 101-103

complementarios (observables,
propiedades) 89, 91, 94, 95,
112, 128, 148, 149, 152

contextualidad 127, 129-133, 162

cuantización 40, 49, 61, 72

de la energía 44, 54

de la radiación 51

de las componentes de espín
(espacial) 62, 111-113

del momento angular orbital
54, 61

cuanto de luz 49, 51-53, 66, 72,
101

cuerpo negro 44-48, 51, 54

desigualdad (o teorema)

de Bell 130, 153, 154, 156, 158,
160-162

de Bell-Clauser-Horne-
Shimony-Holt (B-CHSH)
155, 159

desintegración 98, 100, 134, 135

determinismo 17, 18, 84, 95, 96, 150, 151
 divisor de haz 123-126
 dualidad onda-corpúsculo 55, 101
 ecuación(es)
 de ondas 24, 68, 69
 de Schrödinger 68-70, 77, 81, 83, 110, 111, 135, 168, 169
 de Wheeler-DeWitt 169
 diferencial 24, 69
 efecto
 fotoeléctrico 44, 49-53
 túnel 98, 99, 104, 105
 Zeeman 64
 elemento de realidad local (ERL) 142, 148-154, 161
 entorno local 141, 150
 entrelazamiento 11, 153, 162, 163
 EPR (teorema de Einstein-Podolsky-Rosen) 140-142, 147, 149-151, 153, 154, 156
 espacio-tiempo 11, 19, 24, 36, 37, 65, 116, 126, 130, 141, 147, 149, 154, 159
 espectro 35, 36, 38-40, 44, 45, 47, 54, 57, 58, 68
 espectroscopía 38, 162
 espín 59, 61-65, 80, 111-115, 127-129, 131, 143-150, 161
 experimento
 con elección retardada 126, 158
 crucial 153
 de Aspect 118, 155, 156, 158, 159
 de la doble rendija 30, 31, 79, 116-126
 de Stern-Gerlach 60, 64, 65, 92, 111
 fluorescencia paramétrica (SPDC) 156, 157
 fórmula (o relación)
 carga-masa del electrón (e/m) 37
 de Bohr 56, 57
 de De Broglie 66, 101
 de Einstein 52, 66, 101
 de indeterminación o relaciones de 84, 90, 92-97, 101, 127, 128, 148, 149
 de Planck 46, 47, 51
 de Rayleigh-Jeans 46
 de Wien 46, 48
 fotón(es) 49, 52, 92, 93, 103-106, 116, 118, 122-127, 132, 156-158, 163
 antiagrupados (*antibunched*) 104, 105, 118
 entrelazados 155-159
 función de onda 69, 71, 73, 77-84, 87, 88, 90, 93-95, 97, 98, 110-116, 120, 122, 123, 129, 134-136, 140, 150, 152, 156, 167, 168
 Hilbert, espacio de 73
 indeterminación, indeterminismo
 definición (Δ) 86
 principio o relaciones de 84-97, 101, 121, 127, 128, 149, 163
 interferometría, interferómetro 122-126
 interpretación
 de muchos mundos 167-169
 estadística de la constante de desintegración (λ) 100
 estadística de la indeterminación (Δ) 89

estadística de Mandelstam-Tamm de la indeterminación 92
 probabilística de Ψ 78-84, 87
 localidad, no-localidad 130, 142, 147, 154, 162
 longitud de onda 25, 26, 28, 35, 36, 46-48, 80, 104, 157
 de De Broglie 66, 67, 120
 observable(s) 73, 88, 89, 92, 94, 97, 127-132
 compatibles 127, 128, 131
 complementarios o incompatibles 97, 128, 148, 149
 onda
 electromagnética 34, 35
 de materia 66, 101
 de probabilidad 83
 ortodoxia (interpretación de Copenhague) 11, 83, 101
 principio
 de conservación de la energía 156
 de conservación del momento 145, 146, 156
 de Huygens 28-30
 de indeterminación 84-97, 101, 121, 127, 128, 148, 149, 163
 de separabilidad 141, 142, 151, 164
 de superposición 110
 radiactividad 44, 100
 Schrödinger, gato de 131, 134-136
 separabilidad, separable 11, 17, 18, 141, 142, 151, 159, 164
 superdeterminismo 158
 superlumínico 126, 140, 142, 147, 154
 teletransporte cuántico 163, 164
 teorema
 de Bell 130, 153, 154, 156, 158, 160-162
 de Bell-Clauser-Horne-Shimony-Holt (B-CHSH) 155, 159
 de Bell-Kochen-Specker 130
 de Gleason 130
 de no-clonación cuántica 163
 EPR (Einstein-Podolsky-Rosen) 140-142, 147-154
 teoría
 completa/incompleta 139, 140, 142, 150, 151, 154
 cuántica 9, 32, 55, 58, 59, 70, 72, 78, 80, 87, 97, 101, 103, 110, 128, 129, 139, 140, 158, 168
 cuántica de campos 103, 106
 de Bohm 143, 154
 de cuerdas 169
 de la relatividad 8, 9, 19, 35, 36, 51, 65, 126, 130, 140, 147, 148, 163
 electromagnética 15, 32-40
 local 142, 159
 realista local 160, 162
 vieja o antigua teoría de los cuantos 58
 valor medio 87, 89, 128
 variable oculta 150
 vida media de un radionúclido 39, 98, 100